

UNIWERSYTET WARSZAWSKI

Wydział Fizyki



Wewnątrzgałkowe wielogniskowe soczewki refrakcyjno-dyfrakcyjne o dużej głębokości reliefu dyfrakcyjnego

mgr Maciej Sokołowski

Rozprawa doktorska napisana pod kierunkiem
dr. hab. Marka Kowalczyka-Hernandeza

Promotor pomocniczy:
dr Jacek Pniewski

Warszawa, 2015

Dziękuję mojemu Promotorowi, dr. hab. Markowi Kowalczykowi-Hernandezowi za trud i zaangażowanie włożone w powstanie i rozwój specjalności Optyka okularowa i optometria na Wydziale Fizyki UW, a szczególnie za inspirację, wyrozumiałość oraz życzliwość i nieocenioną pomoc przy realizacji niniejszej rozprawy.

Dziękuję Promotorowi pomocniczemu, dr. Jackowi Pniewskiemu za pomoc w trakcie pisania rozprawy.

Dziękuję Rodzicom za wsparcie i zachętę, a szczególnie Żonie i dzieciom: Joasi i Franciszkowi, za wyrozumiałość i cierpliwość.

Streszczenie

Cel rozprawy

Ważnym etapem chirurgicznego usunięcia zaćmy (katarakty) jest wszczepienie sztucznej soczewki wewnątrzgałkowej (IOL – ang. IntraOcular Lens) w miejsce usuniętej zmętniałej soczewki oka. Przedmiotem badań opisanych w rozprawie jest analiza możliwości zaprojektowania hybrydowych refrakcyjno-dyfrakcyjnych wieloogniskowych IOL, które dawałyby możliwość ostrego zobrazowania na siatkówce oka możliwie dużego obszaru przestrzeni przedmiotowej.

Metody

W analizie będącej przedmiotem rozprawy wykorzystano przybliżenie Fresnela skalarnej teorii dyfrakcji światła i wybrane narzędzia optyki fourierowskiej. Ten aparat teoretyczny zastosowano do wyprowadzenia zależności analitycznych opisujących podłużne i poprzeczne funkcje rozmycia punktu charakteryzujące obrazy siatkówkowe, tworzone przez hybrydowe wieloogniskowe IOL. Obliczenia numeryczne przeprowadzono z wykorzystaniem komercyjnego pakietu MATLAB (MathWorks Inc.). Odległości ostrego widzenia obliczono stosując metodę wstecznej propagacji zbieżności dla teoretycznego modelu emmetropowego oka Gullstranda-Emsley'a, w którym cienka hybrydowa IOL znajdowała się w odległości 5,75 mm od wierzchołka rogówki.

Wyniki

Dowodzono, że profile dyfrakcyjne dotychczas wykorzystywane w wieloogniskowych soczewkach wewnątrzgałkowych pozwalają na uzyskanie wieloogniskowości co najwyżej trzeciego rzędu, co – po uwzględnieniu głębi ostrości oka ludzkiego – pozwala na ostre odwzorowanie na siatkówce tylko trzech rozłącznych obszarów przestrzeni przedmiotowej. Wykazano, że wykorzystanie symetrycznych fazowych profili dyfrakcyjnych o wybranych wartościach amplitudy modulacji fazy większych od 5,79 rad, pozwala na usunięcie powyższego ograniczenia. Zaproponowane zostały dwa nowe profile dyfrakcyjne: usymetryzowany profil paraboliczny i pełnookresowy profil sinusoidalny. W rozprawie skoncentrowano się na analizie soczewek hybrydowych, których sinusoidalny profil dyfrakcyjny zapewnia wystąpienie siedmiu rzędów dyfrakcyjnych (ognisk) o zbliżonych wydajnościach dyfrakcyjnych. Dla soczewek tych obliczono podłużną i poprzeczną wzrokową funkcję rozmycia punktu oraz wykazano, że

dla typowej minimalnej wartości głębi ostrości oka ludzkiego zapewniają one subiektywnie ostre widzenie przedmiotów znajdujących się od obserwatora w dowolnej odległości większej od około 30 cm.

Rozprawa stanowi przyczynek do poznania własności dyfrakcyjnych i obrazujących wielogniskowych soczewek dyfrakcyjnych i hybrydowych oraz dostarcza nowych narzędzi teoretycznych do projektowania i optymalizacji takich soczewek.

Abstract

Purpose

An important part of cataract surgery is the implantation of an intraocular lens (IOL). The purpose of this research was to design a hybrid diffractive-refractive multifocal IOL, which would provide patients with a sharp vision within possibly large area of the object space and to evaluate imaging properties of the proposed IOL.

Methods

In the thesis the Fresnel approximation of scalar diffraction theory of light and the Fourier optics approach is used to describe formation of retinal images of an axial point object and to calculate axial and lateral visual point spread functions (VPSFs) of the multifocal hybrid IOL. Numerical calculations are performed using a commercial software package MATLAB (The MathWorks Inc.). To calculate distances of sharp vision the back propagation of the vergence method and the Gullstrand-Emsley schematic eye, implanted with a hybrid IOL fixed at 5.75 mm from the corneal vertex is used.

Results

It has been proved that the diffraction profiles used so far in multifocal intraocular lenses can produce multifocality of at most the third order. Thus, after taking into account the depth of field of the human eye, they ensure a sharp vision of only three separate regions of this space. It has been shown that the use of symmetrical phase diffraction profiles of particular phase modulation amplitude values, greater than 5.79 rad, allows to remove this restriction. Two new diffraction profiles are proposed: the symmetrized parabolic profile and the full cycle sinusoidal profile. The thesis is focused on the analysis of hybrid lenses, whose sinusoidal diffraction profile assures appearance of the seven diffraction orders (foci) of similar diffraction efficiency. For heptafocal lenses axial and lateral visual point spread functions were computed. It was also shown that for a minimum depth of field of the human eye these lenses assure a sharp vision at any distance greater than 30 cm.

The dissertation is a contribution to the research on diffraction and imaging properties of multifocal diffractive and hybrid lenses and provides new theoretical tools for the design and optimisation of such lenses.

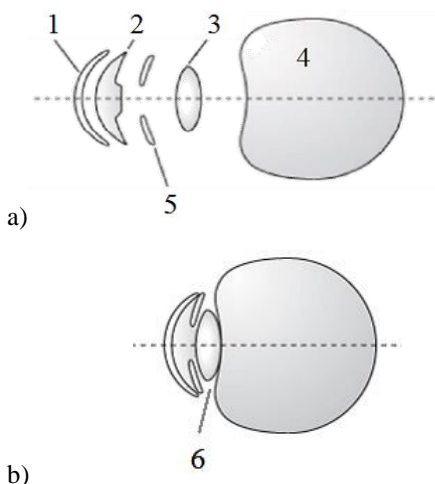
Spis treści

Rozdział 1	1
Wstęp	1
1.1 Rozwój technik operacyjnych w chirurgii zaćmy	4
1.2 Przegląd materiałów i konstrukcji sztucznych soczewek wewnątrzgałkowych	8
1.3 Cele i tezy pracy	18
Rozdział 2	19
Ograniczenie wieloogniskowości soczewek dyfrakcyjnych Fresnela będące wynikiem asymetrii parabolicznego reliefu dyfrakcyjnego	19
2.1 Osiowa funkcja rozmycia punktu soczewki hybrydowej	22
2.1.1 Osiowa funkcja rozmycia punktu soczewki hybrydowej złożonej z soczewki refrakcyjnej i dyfrakcyjnej soczewki Fresnela	26
Rozdział 3	33
3.1 Symetryzacja parabolicznego reliefu dyfrakcyjnego hybrydowej IOL	33
3.2 Wyniki obliczeń numerycznych PSF_a dla soczewki hybrydowej, której element dyfrakcyjny jest zmodyfikowaną soczewką Fresnela	38
Rozdział 4	41
4.1 Koncepcja wieloogniskowej IOL z reliefem sinusoidalnym o dużej głębokości modulacji fazowej	41
4.2 Obliczenia osiowej funkcji rozmycia punktu soczewki hybrydowej z sinusoidalną soczewką dyfrakcyjną	43
4.3 Poprzeczna funkcja rozmycia punktu (PSF_i) wieloogniskowej soczewki hybrydowej	47
4.4 Wyniki symulacji numerycznej	50
4.5 Ekwiwalent amplitudy akomodacji oka z wieloogniskową hybrydową IOL	54
Rozdział 5	57
Dyskusja wyników i wnioski	57
5.1 Wykazanie prawdziwości tez rozprawy	57
5.2 Zakres stosowności użytych modeli teoretycznych	59
5.3 Dalsze zwiększanie liczby ognisk wieloogniskowej hybrydowej IOL	62
5.4 Przystosowanie siedmioogniskowej hybrydowej IOL do warunków mezopowych i skotopowych	65
Podsumowanie	69
Bibliografia	71

Rozdział 1

Wstęp

Układ optyczny oka składa się zaledwie z kilku elementów (rys. 1.1), jednak jego dokładne modele teoretyczne, mające określoną liczbę powierzchni łamiących, sferycznych lub asferycznych, oraz ośrodków o odpowiednio dobranych własnościach propagacyjnych, wypełniających obszary między tymi powierzchniami, stworzono stosunkowo niedawno [1], [2], [3].



Rysunek 1.1 Schemat budowy układu optycznego oka; a) elementy składowe układu: 1 – rogówka pokryta na powierzchni przedniej filmem łzowym, 2 – komora przednia oka wypełniona cieczą wodnistą, 3 – soczewka, 4 – odcinek tylny oka wypełniony ciałem szklistym, 5 – tęczówka ze źrenicą; b) układ po złożeniu: 6 – komora tylna oka (przestrzeń ograniczona naczyniówką, soczewką i ciałem szklistym, wypełniona cieczą wodnistą).

Dzięki temu stało się możliwe projektowanie sztucznych implantów oka, takich jak sztuczna rogówka lub sztuczna soczewka wewnątrzgałkowa (dalej: IOL od angielskiego *IntraOcular Lens*), które razem z pozostałymi elementami optycznymi czyniłyby oko danego pacjenta okiem wolnym od podstawowych wad wzroku, tj. krótkowzroczności, dalekowzroczności i astygmatyzmu.

Z punktu widzenia optometrysty szczególnie istotne są te niedoskonałości układu optycznego oka, które dają się skorygować dostępnymi mu metodami. Wśród tych niedoskonałości centralną pozycję zajmują wady wzroku wynikające z takiego załamывania (refrakcji) światła na powierzchniach łamiących elementów optycznych

oka, które jest niedopasowane do osiowej długości oka. Wada refrakcji (nazywana w optometrii i okulistyce również błędem refrakcji lub krótko refrakcją) definiowana jest jako odwrotność odległości od płaszczyzny głównej przedmiotowej nieakomodującego oka do punktu dalekiego, czyli punktu na osi optycznej, którego ostry obraz powstaje w punkcie, w którym oś optyczna nieakomodującego oka przecina siatkówkę [4]. Mówimy, że oko nie jest obciążone wadą refrakcji, lub jest miarowe, gdy równoległa wiązka światła padająca na nieakomodujące oko, a więc wiązka wyemitowana z punktu dali znajdującego się w nieskończoności, skupiana jest na siatkówce w postaci osiowosymetrycznej plamki o rozmiarach zdeterminowanych wyłącznie zjawiskiem dyfrakcji na kołowej źrenicy.

Aby na siatkówce oka miarowego lub dalekowzrocznego powstawały wyraźne (ostre) obrazy przedmiotów blisko położonych, konieczne jest zwiększenie mocy układu optycznego oka. Stymulowane przez układ nerwowy (bez udziału naszej woli) zwiększenie mocy optycznej oka jest realizowane przez elastyczną soczewkę oka, która zwiększa swoją moc poprzez zwiększenie krzywizn powierzchni, szczególnie powierzchni przedniej. Proces ten nazywamy akomodacją [5], [6], [7]. Amplituda akomodacji maleje z wiekiem na skutek utraty elastyczności przez soczewkę. Stąd u ludzi po 40 roku życia, także u tych, którzy zachowali dobrą ostrość widzenia do dali, pojawiają się problemy z czytaniem.

Wraz z wiekiem soczewka traci nie tylko elastyczność, lecz może również dochodzić do obniżenia jej przezierności. Powstaje zaćma, a do odzyskania wzroku niezbędne jest chirurgiczne usunięcie soczewki i wszczepienie sztucznej.

Światowa Organizacja Zdrowia (WHO) w raporcie z 2010 roku alarmuje, że na świecie problemy z widzeniem występują u ponad 285 milionów ludzi. Najczęstszymi przyczynami upośledzenia wzroku są wady refrakcji (42%) oraz zaćma (33%), a najczęstszą przyczyną ślepoty na świecie – zaćma (51%). Gdy dokonamy podziału na kraje rozwinięte oraz rozwijające, okazuje się, że znaczne obniżenie ostrości wzroku na skutek zaćmy występuje głównie w krajach o niskim poziomie dóbr materialnych (50%), a w krajach zamożnych ślepotę powoduje głównie zwyrodnienie plamki żółtej związane z wiekiem (50%) (z ang. AMD – *Age-related Macular Degeneration*), a zaćma występuje u 5% niewidomej społeczności [8]. Świadczy to o tym, że w krajach rozwiniętych łatwy jest dostęp do specjalistów ochrony wzroku, a chirurgiczne usunięcie zmętniałej soczewki i implantacja sztucznej są powszechne.

Warto zwrócić uwagę, że problematyka zaburzeń widzenia powinna być analizowana w szerokim kontekście, nie tylko zdrowotnym, ale również społecznym i ekonomicznym. Zaburzenia widzenia to nie tylko problemy z ostrością wzroku i komfortem czytania. Niedowidzenie spowodowane zaćmą, a także słabowidzenie, wiąże się ze znacznie większą urazowością, wzrostem częstości złamania szyjki kości udowej, czy zwiększeniem prawdopodobieństwa wystąpienia depresji. Pacjenci dotknięci dysfunkcją widzenia wcześniej rezygnują z pracy zawodowej, wymagają specjalistycznej

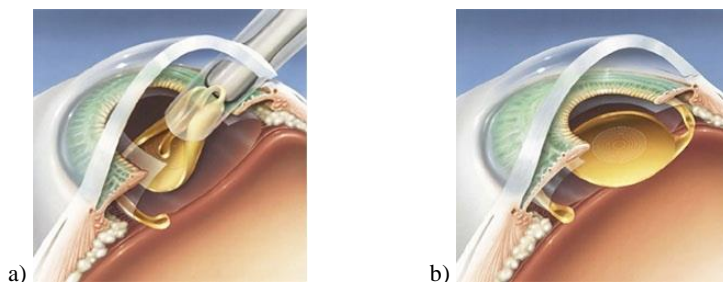
opieki pielęgniarskiej, bądź zaangażowania najbliższej rodziny nawet w najprostszych codziennych czynnościach.

Według szacunków GUS, w 2004 roku w Polsce na zaćmę chorowało ok. 773 tys. osób (2,4% populacji ogólnej) [9]. Biorąc pod uwagę chorobowość, a także prognozę GUS liczebności starzejącego się społeczeństwa w kolejnych latach, szacuje się, że problem zaćmy będzie dotyczył w 2035 roku blisko 1,3 mln polskich obywateli. Z problemem starzenia się społeczeństw zmierzyć muszą się także inne zamożne państwa, a długa aktywność zawodowa ich obywateli wpływa pośrednio także na intensywny rozwój mikrochirurgicznych technik operacyjnych oka oraz na udoskonalanie sztucznych IOL. Choć sama operacja usunięcia zmętniałej soczewki nie stanowi problemu dla lekarzy okulistów, to zaprojektowanie nowoczesnej soczewki, która byłaby biokompatybilna i zapewniała ostre oraz komfortowe widzenie nie tylko do dali i do pracy z bliska, lecz także na odległości pośrednie, jest wciąż dużym wyzwaniem dla specjalistów z zakresu mikrooptyki i inżynierii materiałowej [10]. Taka soczewka powinna mieć co najmniej trzy ogniska lub jedno ognisko o dużej głębokości [11].

W swojej pracy doktorskiej podjąłem to wyzwanie projektując IOL o liczbie ognisk większej od trzech i wykazując w symulacjach numerycznych, że własności obrazujące w płaszczyznach obrazowych związanych z tymi ogniskami są porównywalne z tymi, które charakteryzują obrazowanie jednoogniskowe.

1.1 Rozwój technik operacyjnych w chirurgii zaćmy

Projektując IOL musimy brać pod uwagę istniejące techniki operacyjne jej wszczepiania. Na przykład, preferowana przez większość mikrochirurgów technika cięcia rogówki na odcinku o długości zaledwie 2–3 mm lub nawet mniejszej, narzuca konieczność wykonania soczewki z takiego materiału, który pozwalałby na zwinięcie sztucznej soczewki w rulon o średnicy pozwalającej wprowadzić ją do oka przez tak mały otwór (rys. 1.2a). W oku soczewka powinna rozwinąć się pod wpływem sił sprężystości odzyskując swój pierwotny kształt (rys. 1.2b).



Rysunek 1.2 Chirurgiczne wszczepienie soczewki wewnątrzgałkowej do oka;
a) wprowadzanie zwiniętej soczewki do komory tylnej oka za pomocą iniektora [12],
b) rozwinięta soczewka w komorze tylnej oka [13].

Ma to szczególne znaczenie przy wszczepianiu soczewek wieloogniskowych o złożonym reliefie powierzchniowym, który nie powinien ulegać odkształceniu na skutek zwinięcia i następnie rozwinięcia się soczewki. Dlatego też w niniejszym podrozdziale przedstawię krótko rozwój technik operacyjnych chirurgii zaćmy.

Zjawisko mętnienia soczewki ocznej obserwowano już w starożytności. W literaturze zachowały się wzmianki o metodach jej usuwania, choć wiedza na temat budowy narządu wzroku i metod postępowania w stanach chorobowych przez wiele wieków rażąco odbiegała od prawdy. Warto wspomnieć, że długi czas uważano światło za nieważki płyn wydobywający się z gałek ocznych, który po kontakcie z obserwowanymi przedmiotami wracał z powrotem do oka. Po załamaniu na, jak sądzono, położonej centralnie w oku soczewce (*primum visibile*), dostawał się do siatkówki. Siatkówka, niczym sieć otaczająca soczewkę (*tunica aranea*), była omywana tym nieważkim płynem, a ten lejami wypustek nerwowych dostawał się do mózgu i przynosił informacje o kształcie i wielkości obserwowanych przedmiotów. Taki opis budowy narządu wzroku i procesu widzenia można znaleźć w jednym z pierwszych dzieł Witelona *Opticae Thesaurus* napisanym około 1270–1278 roku, a wydany przez Piotra Apianusa w 1535 roku [14]. Błędny pogląd na temat wewnętrznej budowy oka przyczynił się do tego, że w wielu językach świata, zaćma znana jest także pod nazwą *katarakta*. Skoja-

zenie ze słynnymi progami rzecznymi – kataraktami na Nilu, jest jak najbardziej uzasadnione. Przez wiele wieków uważano bowiem, że zaćma to stan, w którym zakażony płyn z mózgu przedostawał się lejkami z powrotem do komory oka i omywając soczewkę oka, niczym kataraktę, tworzył nieprzezierną błonę między źrenicą a soczewką.

W celu usunięcia zaćmy (łac. *suffusio*, gr. *hypochyma*) powszechnie stosowano dwie metody. Pierwsza to zepchnięcie zaćmy (*depressio cataractae*). Technika ta wspomniana jest w *Kodeksie praw* króla babilońskiego Hammurabiego (ok. 1700 r. p.n.e.) [15], korzystał z niej także hinduski chirurg Sushruta (ok. 700 r. p.n.e.), a dość szczegółowo opisał lekarz rzymski A. C. Celsus (25 r. p.n.e.–50 r.) [16]. Technikę tę z niewielkimi modyfikacjami polecał także uznany niemiecki lekarz G. Bartisch w podręczniku z *Ophthalmodouleia, das is Augendienst* z 1583 roku. Metoda zepchnięcia zaćmy, jak sama nazwa wskazuje, polegała na zepchnięciu zmętniałej błony do wnętrza gałki ocznej za pomocą igły wkłutej przez twardówkę od strony skroni. Operatorzy nie zdawali sobie sprawy, że w rzeczywistości zrywali soczewkę z obwódki rzęskowej i to właśnie ją spychali do ciała szklanego oka. Powodowało to, zwykle krótkotrwałą, poprawę lokalizacji światła i ostrości widzenia. Operacje te wiązały się z dużym ryzykiem powikłań pooperacyjnych, bowiem często dochodziło do ciężkich stanów zapalnych wnętrza gałki ocznej (*endophthalmitis*), a także wzrostu ciśnienia w gałce ocznej.

Druga metoda usuwania zaćmy stosowana była przez Arabów od IX wieku. Polegała na nacięciu rogówki i wprowadzeniu do oka rurki. Następnie zmętniałą zawartość zaćmy wysysano ustami. Metoda ta nie była stosowana w Europie, gdzie do blisko końca XVIII wieku specjaliści zalecali metodę zepchnięcia zaćmy. Warto zauważyć, że żadna metoda usuwania zaćmy nie gwarantowała prawidłowego widzenia. Po usunięciu soczewki, o ile oko nie było obciążone przed operacją wysoką krótkowzrocznością, wywoływano wadę refrakcji – nadwzroczność. Okulary z soczewkami dodatkimi wynalezione w XIII wieku [17], blisko przez pół tysiąclecia nie były zalecane przez lekarzy okulistów, a często były wprost odradzane. Ich doborem zajmowali się raczej obwoźni handlarze, z których wyodrębniła się grupa specjalizująca się w pomocach optycznych – rzemieślnicy optycy.

Pogląd na temat budowy gałki ocznej ewoluował przez setki lat, a za autora poprawnego opisu uznaje się Girolamo Fabrizio z Acquapendente (ok. 1606 r.). Studiowanie metod operowania katarakty doprowadziło w roku 1747 francuskiego okulistę Jacquesa Daviela do pierwszej operacji usunięcia zmętniałej soczewki z oka przez nacięcie w rogówce. Technika usuwania zaćmy z otwarciem komory przedniej oka była wciąż udoskonalana. Hiszpański okulista Ignacio Barraquer Barraquer w 1958 roku zastosował zonulolizę, która polegała na enzymatycznym rozpuszczeniu więzadełek, na których zawieszona jest soczewka. Tym samym ekstrakcja zmętniałej soczewki stała się łatwiejsza i zmniejszyło się ryzyko powikłań [18].

Przełomową innowację wprowadził wybitny polski okulista Tadeusz Krwawicz. Wynaleziona przez niego metoda kriоекstrakcji (1959 r.) wzbudziła ogromne zainteresowanie na całym świecie. Początkowo w niektórych krajach, jak chociażby w Wielkiej

Brytanii czy Stanach Zjednoczonych, podchodzono do niej z dużą rezerwą, ale ostatecznie kriоекstrakcja stała się operacją rutynową i taką pozostawała przez wiele lat. Technika ta polegała na usunięciu zmętniałej soczewki wraz z jej torebką za pomocą kriоекstraktora, którego końcówka schładzana była do ok. -70°C . Pomysł ten narodził się przypadkiem, podczas badań doświadczalnych nad możliwością długotrwałego przechowywania rogówek i soczewek przez poddanie ich liofilizacji. Przez zamrożenie i wysuszenie tkanki dochodzi do jej stwardnienia, dzięki czemu ekstrakcja zmętniałej soczewki jest łatwiejsza, a ryzyko pęknięcia torebki soczewki zminimalizowane. Do zamrożenia końcówki kriоекstraktora stosowano mieszaninę suchego lodu i alkoholu metylowego.

Powyższe techniki ekstrakcji zmętniałej soczewki, choć skuteczne, niosły ze sobą ryzyko powikłań śródoperacyjnych lub pooperacyjnych. Związane są one z szerokim cięciem rogówki na długości ok. 1 średnicy rogówki tj. 10–12 mm. Po operacji należało założyć na powierzchni gałki ocznej osiem lub więcej szwów, a pacjent musiał pozostać na oddziale szpitalnym przez blisko 10 dni. Mimo rygorystycznych procedur i zaleceń lekarskich często dochodziło do różnorodnych powikłań, takich jak wylewy, odwarstwienia siatkówki, obrzęk plamki żółtej, czy zakażenia wnętrza gałki ocznej, które w ciężkich przypadkach prowadziły do trwałej ślepoty. Ze względu na to, że w powyższych technikach usuwana jest w całości torebka soczewki wraz ze znajdującą się w jej wnętrzu zmętniałą soczewką, ta procedura usuwania zaćmy określana jest przymiotnikiem wewnątrztorbkowa (IntraCapsular Cataract Extraction, w skrócie ICCE). W latach osiemdziesiątych ubiegłego wieku, gdy do powszechnego użycia weszły sztuczne soczewki wewnątrzgałkowe, zaczęto powszechnie stosować zewnątrztorbkową (inaczej: pozatorbkową) technikę ekstrakcji zaćmy (ExtraCapsular Cataract Extraction, ECCE), w której torebka soczewki pozostaje w oku na swoim miejscu, a zmętniała soczewka wydostawana jest na zewnątrz torebki różnymi technikami. Po nacięciu twardówki lub rogówki oka na długości 10–12 mm wykonuje się kołowy otwór w przedniej ścianie torebki soczewki (kapsuloreksja przednia). Przez powstały otwór wyluszcza się zmętniałe jądro soczewki. Zastosować można technikę wyparcia polegającą na wypchnięciu jądra soczewki poprzez ucisk na ścianę gałki ocznej i wypłukaniu pozostałych mas lub wyciągnięcia zmętniałego jądra soczewki na uprzednio wsuniętej pętli. Z kolei technika rozkawałkowania polega na mechanicznym rozdrobieniu jądra wewnątrz gałki ocznej i następnie jego wypłukaniu. Po oczyszczeniu torebki z mas korowych wprowadza się do niej sztuczną IOL. W trakcie tej procedury powinna pozostać nienaruszona obwódka rzęskowa oraz torebka soczewki w jej tylnej i równikowej części. Torebka ta stanowi barierę między przednim i tylnym odcinkiem oka, a także naturalne miejsce dla umieszczenia sztucznej soczewki, która nie może samoistnie przemieścić się do ciała szklanego. Cięcie rogówki należy zabezpieczyć szwami, które mogą spowodować znaczący astygmatyzm pooperacyjny i spowolnienie powrotu do pełnej ostrości wzroku. Szwy często usuwane są po ok. dwóch – trzech

miesiącach od przeprowadzonej operacji, na skutek czego astygmatyzm pooperacyjny może ulec zmniejszeniu.

W roku 1967 Amerykanin Kelman zaproponował rewolucyjną technikę usunięcia zaćmy metodą fakoemulsyfikacji [19], [20]. Technika ta wymaga niewielkiego cięcia rogówki oka (ok. 2–3 mm). Przez to niewielkie nacięcie wprowadzana jest końcówka fakoemulsyfikatora, która rozdrabnia ultradźwiękami zmętniałą soczewkę oraz wysysa rozbite masy. Przez ten sam otwór wprowadzić można nowoczesne zwijalne sztuczne IOL, które po rozwinięciu we wnętrzu oka umocowuje się w odpowiedniej lokalizacji za pomocą haptenów. Technika małego cięcia wiąże się nie tylko z mniejszą ilością powikłań. Ze względu na to, że rana nie wymaga użycia szwów, nie wywołuje się astygmatyzmu pooperacyjnego, pacjenci uzyskują lepszą ostrość wzroku, a rekonwalescencja trwa znacznie krócej. Właśnie dlatego obecnie jest to najczęściej stosowana technika usuwania zmętniałej soczewki w krajach rozwiniętych.

Wadą powyższej metody jest wysoka cena zakupu i eksploatacji specjalistycznego sprzętu. Dlatego w 1994 roku Blumenthal opisał po raz pierwszy bezszwową technikę operacji usunięcia zaćmy z małego cięcia bez ultradźwięków (Manual Small Incision Cataract Surgery, MSICS). Polega ona na zewnątrztorebkowym usunięciu zmętniałej soczewki w całości, jednak bez naruszenia torebki tylnej, przez klinowaty samouszczelniający się tunel twardówkowo-rogówkowy o szerokości 6–7 mm z dostępu górnego lub skroniowego. Procedura obejmuje nacięcie twardówki, które zlokalizowane jest 1,5–2 mm za rąbkim rogówki, na głębokości 33–50% jej grubości. Następnie wykonuje się kieszeń twardówkową ku przodowi i równoległe do powierzchni gałki ocznej. Kolejny krok procedury obejmuje kapsuloreksję przednią i ekstrakcję jądra zmętniałej soczewki przez tunel twardówkowy. Do usunięcia pozostałych mas korowych w komorze przedniej i torebce używa się kaniuli, a po implantacji sztucznej IOL przeprowadza się hydratację rany. Jeżeli tunel twardówkowy wykonano prawidłowo, rana powinna uszczelnić się samoistnie, bez konieczności zakładania szwów. Skuteczność stosowania powyższej techniki porównywalna jest z techniką fakoemulsyfikacji. Metoda MSICS jest jednak szybsza, znacznie tańsza i nie wymaga zaawansowanej technologii [21], [22]. Dlatego jej stosowanie w krajach rozwijających się przynosi wspaniałe rezultaty i przyczynia się w znacznym stopniu do poprawy widzenia wśród najuboższych społeczeństw świata.

Najnowsze procedury ekstrakcji zaćmy wykonuje się z wykorzystaniem lasera femtosekundowego [23]. W Polsce technikę tę wprowadził Jacek P. Szaflik w 2012 roku [24]. Za pomocą światła lasera femtosekundowego wykonuje się w rogówce otwory do wprowadzenia narzędzi do wnętrza gałki ocznej (tzw. porty), przednią kapsuloreksję oraz defragmentację soczewki. Następnie przez porty wprowadza się narzędzia, które usuwają rozdrobnioną soczewkę. Zaletą tej metody jest uzyskanie większej precyzji w oddzielaniu zmętniałej soczewki od innych tkanek, krótszy czas procedury operacyjnej, oraz mniejsze ryzyko wywołania powikłań ze względu na manualny błąd operatora.

1.2 Przegląd materiałów i konstrukcji sztucznych soczewek wewnątrzgałkowych

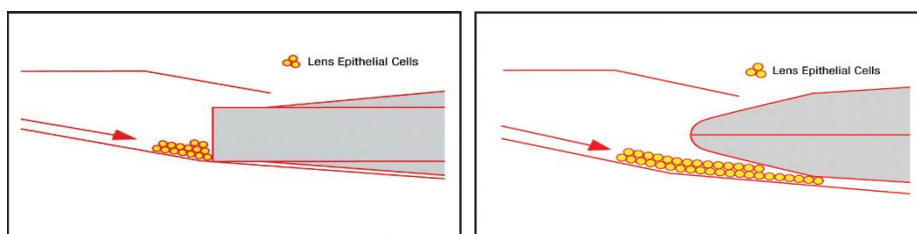
Pierwsza sztuczna IOL została wszczepiona w ludzkie oko przez brytyjskiego okulistę Sir Harolda Ridleya w 1949 roku [25]. W czasie II Wojny Światowej Ridley konsultował urazy oczne lotników brytyjskich Królewskich Sił Lotniczych (RAF). Zaobserwował on wówczas, że wpadające do oka odłamki szyb kokpitów samolotowych wykonanych z polimetakrylanu metylu (PMMA) nie wywołują reakcji zapalnych. Materiał ten był na tyle obojętny dla tkanek oka, że Ridley, po wcześniejszych pracach nad różnymi materiałami stwierdził, że pierwsza sztuczna soczewka wykonana będzie właśnie z tego tworzywa [26].

Chociaż niezwykłe soczewki wewnątrzgałkowe wykonane ze sztywnego hydrofobowego akrylu PMMA nie są w obecnych czasach powszechnie stosowane ani w Europie, ani w Ameryce Północnej, ich produkcja wcale nie została zawieszona. Korzysta się z nich bowiem bardzo często w krajach rozwijających się, w których zmieniła naturalna soczewka najczęściej usuwana jest metodą zewnątrztorebkową (ECCE) – z dużego cięcia. Ze względu na ogólną sztywność materiału, implanty wykonane z PMMA dobrze centrują się w oku i nie są podatne na zmiany położenia, w szczególności nie mają tendencji do pochylania. Współczynnik załamania światła tworzywa PMMA wynosi 1,49, a średnica strefy optycznej soczewki wewnątrzgałkowej wykonanej z tego materiału zwykle waha między wartościami 5–7 mm.

Obecnie soczewki wewnątrzgałkowe wykonuje się najczęściej w formie zwijalnej z hydrofobowego akrylu (kąt zwilżania wynosi 73°). Materiał ten charakteryzuje się małą zawartością wody, wysokim współczynnikiem załamania światła, dość dużą wytrzymałością mechaniczną i pamięcią kształtu. Dlatego z tworzywa tego można wykonać zarówno samą soczewkę, jak i jej część haptyczną utrzymującą implant we właściwym położeniu w strukturze oka. Pierwsze soczewki akrylowe hydrofobowe wprowadziła na rynek oftalmiczny firma Alcon w 1993. Jej soczewka AcrySof charakteryzowała się świetną optyką i biokompatybilnością. Współczynnik załamania światła akrylu przyjmuje wartości między 1,44–1,55. Wadą materiału jest to, że w późniejszym okresie pooperacyjnym dochodzi do nagromadzenia wody w strukturze soczewki. Powstają wówczas przezroczyste lub białawo połyskujące pęcherzyki z wodą (mikrowakuole), a zjawisko to nazywane jest glisteningiem (z ang. *glistening* – błyszczący, migocący). Większość badań wskazuje, że glistening zwiększa się nieprzerwanie z biegiem lat od momentu wszczepienia implantu, i może mieć on wpływ na ostrość wzroku pacjenta oraz poczucie kontrastu, choć opinie specjalistów na ten temat nie są jednoznaczne [27], [28].

Zwijalne soczewki IOL wyprodukowane mogą być również z akrylu hydrofilowego (z tzw. hydrożelu). Są one wycinane i szlifowane w stanie odwodnionym, a następnie uwadnianie i przechowywane w roztworze do momentu operacji. Uwodnienie soczewek waha się u różnych producentów w dość dużym zakresie i może sięgać 38%

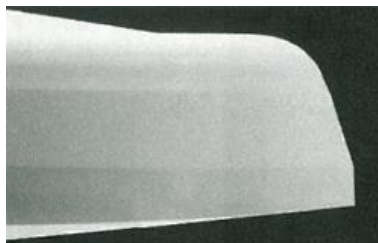
(zwykle między 18% a 26%). Kąt zwilżania materiału wynosi poniżej 50° , a współczynnik załamania światła przyjmuje zwykle wartość ok. 1,43. Soczewki wykonane z akrylu hydrofilowego są dosyć odporne na uszkodzenia mechaniczne w czasie implantacji i świetnie nadają się do wszczepów przez małe cięcie rzędu 2 mm. W soczewkach tych obserwuje się również zjawisko glisteningu, choć w mniejszym stopniu. U zaimplementowanych osób dochodzi jednak znacznie częściej do zmętnienia torebki tylnej (zjawisko nazywane w skrócie PCO, z ang. *posterior capsule opacification*) [29]. Zmętnienie torebki tylnej spowodowane jest proliferacją i migracją komórek nabłonka soczewki wzdłuż jej powierzchni. Stan ten w znaczny sposób pogarsza ostrość wzroku pacjentom, którzy zgłaszają objawy podobne do objawów zaćmy. Duża zawartość wody w implancie powoduje, że komórki nabłonka chętniej wędrują pod tylną powierzchnię soczewki hydrofilowej, której brzegi, ze względu na technologię produkcji, nie są tak ostro zakończone jak w soczewkach hydrofobowych [30]. Jak pokazują badania, projekt krawędzi soczewki wewnątrzgałkowej ma najistotniejszy wpływ na rozwój PCO [31], [32]. Brzeg soczewki w kształcie ostro zakończonego kwadratu stanowi najlepszą barierę dla migracji komórek nabłonkowych (rys. 1.3).



Rysunek 1.3 Blokowanie migracji komórek nabłonka soczewki w implantach IOL z ostro zakończoną kwadratową krawędzią (rysunek lewy) w porównaniu do krawędzi zaokrąglonej (rysunek prawy) [26].

W akrylach hydrofobowych znacznie łatwiej uzyskać można ostro zakończoną krawędź soczewki, ale choć migracja komórek nabłonka będzie ograniczona, to mogą pojawić się wówczas inne problemy. Na krawędzi soczewek może dojść do wewnętrznego odbicia światła wpadającego do oka z obszaru peryferyjnego, które następnie rzutowane jest na siatkówkę w postaci łuku świetlnego. Powoduje to u pacjentów efekt olśnienia, a zjawisko to nazywane jest dysfotopsją dodatnią [33]. Zjawisko to nie jest częste i występuje głównie w materiałach o wysokim współczynniku załamania światła. Znacznie rzadziej pacjenci skarżą się na dysfotopsję ujemną, która polega na powstawaniu mroczka w skroniowej części pola widzenia. Aby zapobiec powyższym niedogodnościom, nowoczesne soczewki wewnątrzgałkowe posiadają ostry tylny brzeg krawędzi, a przedni zaokrąglony (rys. 1.4). Dzięki temu światło odbite od brzegu soczewki rozpraszane jest na większej powierzchni siatkówki, nie sprawiając pacjentom

dyskomfortu. Zaokrąglony brzeg dodatkowo wpływa także na lepsze pokrycie powierzchni przedniej implantu przez pozostały fragment torebki soczewki naturalnej, co również wpływa na ograniczenie migracji komórek nabłonka.



Rysunek 1.4 Brzeg soczewki wewnątrzgałkowej ostro zakończony od strony powierzchni tylnej, a zaokrąglony od strony powierzchni przedniej [34].

W akrylowych hydrofilowych IOL zauważono znacznie częstsze mętnienie strefy optycznej na skutek odkładania osadów wapniowych [35]. Zjawisko to nie zostało do końca wytłumaczone. W związku z tym, że nie występuje we wszystkich produktach, można sądzić, iż wpływ na osadzenie depozytów wapniowych ma różna technologia szlifowania i obrabiania powierzchni soczewek.

Soczewki wewnątrzgałkowe mogą być także wykonane z silikonu. Choć właśnie z tego materiału wyprodukowane zostały pierwsze zwijalne soczewki IOL w 1984 roku, to w ciągu ostatnich dziesięciu lat obserwuje się ciągły spadek stosowania tego polimeru. Implanty silikonowe są hydrofobowe (kąt zwilżania wynosi 99° , tzn. jest większy niż w hydrofobowym akrylu) i nie obserwuje się istotnego wzrostu komórek nabłonka pod ich tylną powierzchnią. Wadą implantów wykonanych z tego materiału jest ich duża elastyczność, gdyż ulegają szybkiemu i gwałtownemu odkształceniu po umieszczeniu w torebce, co stwarza ryzyko uszkodzenia aparatu więzadełkowego soczewki. Z materiału tego nie można wyprodukować implantu w formie jednoczęściowej, w której zarówno część optyczna i haptyczna są silikonowe. Takie projekty soczewek są obecnie najbardziej pożądane, ponieważ zwinięte implanty soczewkowe aplikowane są do wnętrza oka za pomocą iniektorów przez otwory mniejsze niż 2,8 mm. Aplikacja zwiniętej soczewki składającej się z trzech elementów, tj. części optycznej z jednego materiału oraz dwóch haptentów z innego, wiąże się z ryzykiem przedarcia części optycznej na styku soczewki i haptentów, bądź splątania haptentów. Współczynnik załamania światła silikonów przyjmuje małe wartości w zakresie 1,41–1,46. Dlatego grubość strefy optycznej (zwykle o średnicy 5,5–6,5 mm) silikonowych soczewek jest większa, w związku z czym długość cięcia podczas aplikacji implantu musi wynosić powyżej 3,2 mm.

Ostatnimi czasy na rynku oftalmicznym pojawiły się nowe soczewki wewnątrzgałkowe silikonowe dwuskładnikowe. W ich strefie optycznej znajdują się fotoczule

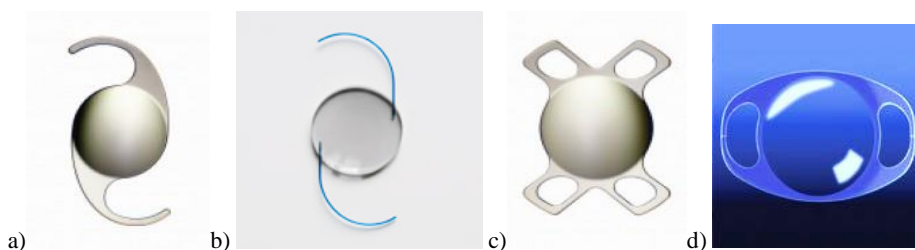
makromery silikonowe niespolimeryzowane oraz spolimeryzowana matryca wypełniająca większość implantu. W tylnej objętości soczewki umieszczono absorbery światła ultrafioletowego. Ostateczną moc takiego implantu można uzyskać już po wszczepieniu soczewki do oka, poprzez odpowiednią ekspozycję soczewki właśnie na światło ultrafioletowe. Promieniowanie to powoduje polimeryzację fotoczułego silikonu i lokalne obkurczanie materiału. Poprzez zmianę krzywizn soczewki można skorygować pozostałą (tzw. resztkową) wadę sferyczną i toryczną układu optycznego oka w zakresie 2,5 dioptrii [36], [37].

W strukturę soczewek silikonowych może wnikać ciecz wodnista, jednak zjawisko glisteningu nie stanowi dla pacjentów dużego problemu. Znacznie poważniejszą wadą materiału silikonowego jest to, że do powierzchni soczewki przyczepiają się krople silikonu, który wprowadzany jest często jako wypełnienie tylnego odcinka oka podczas operacji przyłożenia odwarstwionej siatkówki. Osadzanie się oleju silikonowego na tylnej powierzchni soczewki powoduje jej nieodwracalne zmętnienie. Dlatego po usunięciu oleju z oka konieczna jest eksplantacja starej soczewki wewnątrzgałkowej i wszczepienie nowej. W związku z tym, że operacje takie wiążą się z dużym ryzykiem około- i pooperacyjnym, soczewki silikonowe nie są polecane osobom z wysoką krótkowzrocznością, u których jest znacznie wyższe prawdopodobieństwo wystąpienia problemów z odwarstwieniem siatkówki i chirurgii tylnego odcinka oka.

Obecnie wszystkie soczewki wewnątrzgałkowe zawierają chromofory blokujące światło ultrafioletowe. Na rynku oftalmicznym dostępne są także materiały uszlachetnione chromoforem blokującym światło z zakresu widzialnego krótkofalowego, tj. fioletowo-niebieskie, które może działać toksycznie na neuronalną siatkówkę oraz nabłonek barwnikowy siatkówki. Tak uszlachetniona soczewka może jednak redukować poczucie kontrastu, szczególnie w warunkach widzenia mezopowego (tzn. przy ilości światła na tyle małej, że natężenie oświetlenia siatkówki jest równe ok. 10 trolandów fotopowych). Chromofory te mogą mieć także negatywny wpływ na wytwarzanie przez szyszynekę hormonu snu – melatoniny, powodując zachwianie rytmu dobowego, bowiem praca tego gruczołu kontrolowana jest natężeniem światła niebieskiego docierającego do siatkówki oka [38], [39].

Soczewki IOL najczęściej umieszczane są w komorze tylnej oka w torebce, po uprzednim usunięciu z niej zmętniałej soczewki naturalnej. Nazywane są one wówczas soczewkami afakijnymi (z gr. *fakos* – soczewka). Gdy oko obarczone jest wysoką wadą wzroku, można wszczepić dodatkową soczewkę wewnątrzgałkową wyrównującą stan refrakcji bez uprzedniego usunięcia naturalnej soczewki, i implant nazywany jest wówczas fakijnym. W takim wypadku umieszczony jest on w komorze przedniej oka, lub tylnej – w bruzdzie rzęskowej, tuż za tęczówką oka. Soczewki wewnątrzgałkowe stabilizowane są w odpowiedniej lokalizacji za pomocą haptenów, które przyjmują postać zamkniętych, bądź otwartych pętli lub wąsów (rys. 1.5). Mogą być one wykonane z tego samego materiału co soczewka, stanowiąc jednoelementową całość. Hapteny mogą być także wykonane z innego materiału co strefa optyczna soczewki (najczęściej

z PMMA, polifluorku winylidenu (PVDF) oraz poliamidu) i wówczas soczewkę taką określa się jako trzyczęściową, co oznacza, że składa się ona z elementu optycznego i dwóch haptycznych) [40], [41].

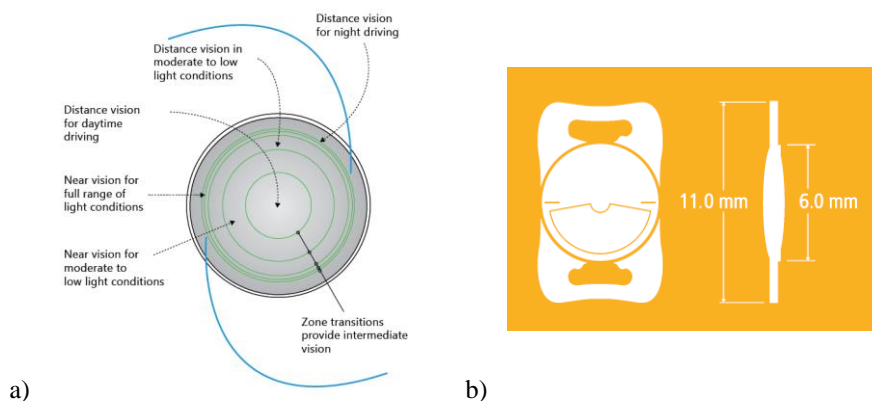


Rysunek 1.5 Soczewki wewnątrzgałkowe składające się z części optycznej i haptycznej: a) tylnokomorowa jednoczęściowa, b) tylnokomorowa trzyczęściowa, c) tylnokomorowa jednoczęściowa z czterema haptenami, d) przedniokomorowa jednoczęściowa z fiksacją tęczówkową [42].

Umieszczenie implantu w łożu torebkowej soczewki, po uprzednim usunięciu zmętniałych mas, niesie ze sobą najmniejsze ryzyko powikłań około- i pooperacyjnych. Średnica torebki soczewki wynosi średnio ok. 10,4 mm, chociaż wartość ta zmienia się w zakresie 9,8–10,9 mm [43]. Z tego względu, a także z uwagi na fakt, że torebka po implantacji w niej soczewki przyjmuje często owalny kształt, całkowita średnica większości produkowanych soczewek jest nieco większa. Dla soczewek jednoogniskowych wynosi ok. 11 mm, soczewek wieloogniskowych ok. 13 mm, a ich średnica strefy optycznej przyjmuje wartość ok. 6 mm. Dodatkowo obserwuje się pooperacyjne włóknienie i obkurczanie się torebki przedniej, które może powodować przesunięcie implantu. Mimo tych niedogodności hapteny z pamięcią kształtu w formie wąsów lub pętli, skutecznie stabilizują sztuczną soczewkę w torebce bez potrzeby jej przyszywania. Bywają jednak sytuacje, w których podczas operacji dochodzi do uszkodzenia torebki tylnej, lub zerwania całej soczewki, a umieszczenie implantu afakijnego w łożu torebkowej staje się niemożliwe. Wówczas sztuczną soczewkę afakijną (podobnie jak fakijną) umieścić można w komorze przedniej oka. Soczewka ta stabilizowana jest poprzez hapteny zafiksowane w kącie rogówkowo-tęczówkowym lub zakleszczone w tęczówce za pomocą zaczepów (z ang. *iris claw*). Technika zakleszczenia w tęczówce może być również stosowana, gdy soczewka implantowana jest do bruzdy rzęskowej w komorze tylnej oka. Całkowita średnica takiej soczewki wynosić powinna przynajmniej 13 mm, a średnica strefy optycznej ok. 6,5–7,0 mm. W tym przypadku hapteny soczewki mogą zostać ewentualnie przyszyte do twardówki. Umieszczenie soczewki w komorze przedniej oka wiąże się z ryzykiem uszkodzenia śródbłonna rogówki oraz wystąpieniem syndromu UGH obejmującego zapalenie błony naczyniowej, jaskrę oraz krwistek (z ang. *UGH syndrome: Uveitis – Glaucoma – Hyphaema*). Zakleszczenie soczewki w tęczówce dodatkowo wiązać się może z blokiem żrenicznym, zniekształceniem

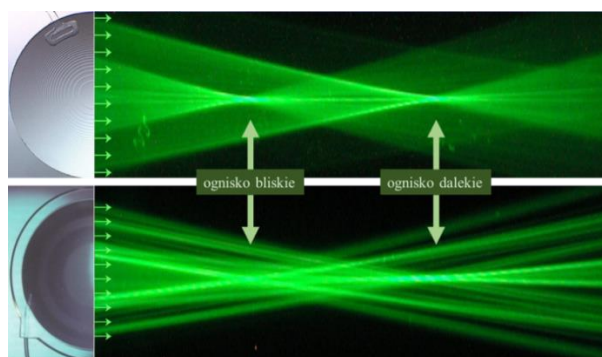
kształtu źrenicy oka, rozproszeniem barwnika tęczówki czy odwarstwieniem siatkówki. Technika przyszycia implantu wiąże się także z ryzykiem jego nachylenia i decenteracji. Ostatnie badania pokazują jednak, że dzięki zastosowaniu odpowiedniej procedury, soczewka wewnątrzgałkowa może zostać wszczepiona do bruzdy rzęskowej komory tylnej i przyszyta do twardówki bez użycia igły, z możliwością regulacji położenia i nachylenia implantu [44]. Trzeba jednak podkreślić, że ze względu na wiele powikłań śród- i pooperacyjnych aplikacja przyszywanych soczewek jest coraz rzadsza, na rzecz nowoczesnych implantów przednokomorowych lub tylnokomorowych z fiksacją tęczówkową.

Pierwsze IOL były sferycznymi soczewkami refrakcyjnymi jednoogniskowymi. Później pojawiły się bardziej zaawansowane konstrukcje jak refrakcyjne strefowe dwuogniskowe i trójogniskowe [45], [46], dwuogniskowe hybrydowe refrakcyjno-dyfrakcyjne [47], [48] czy apodyzowane hybrydowe z asferycznym komponentem refrakcyjnym [47], [48], [49]. Implanty jednoogniskowe zapewniają ostre widzenie w jednej odległości – zwykle dali. W niektórych przypadkach, gdy pacjent przebywa głównie w zamkniętych przestrzeniach, a jego praca czy hobby związane są z czytaniem, można wszczepić soczewkę z mocą zapewniającą ostre widzenie w bliskich odległościach, a do patrzenia dalekiego układ wzrokowy należy dobrać okularami. Dwuogniskowość soczewek refrakcyjnych można uzyskać na dwa sposoby. Najczęściej stosowane są strefy o różnych promieniach krzywizn, które przyjmują osiowosymetryczną postać koncentrycznych pierścieni (rys. 1.6a). Soczewka dwuogniskowa wewnątrzgałkowa może także konstrukcją przypominać klasyczną okularową soczewkę dwuogniskową, w której strefa górna ogniskuje na siatkówce przedmioty dalekie, a strefa dolna odpowiedzialna jest za ostre widzenie obiektów znajdujących się w bliskich odległościach pacjenta (rys. 1.6b).



Rysunek 1.6 Dwuogniskowe refrakcyjne soczewki wewnątrzgałkowe: a) osiowosymetryczna ReZoom firmy AMO [50], b) Lentis Mplus firmy Oculentis [51].

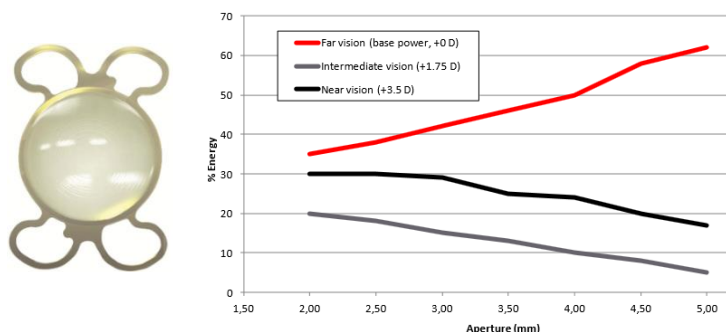
W soczewkach dwuogniskowych hybrydowych komponent refrakcyjny zapewnia ostre odwzorowanie przestrzeni przedmiotowej dalekiej, a moc struktury dyfrakcyjnej zapewnia ostre widzenie przedmiotów bliskich (rys. 1.7).



Rysunek 1.7 Ogniskowanie równoległej wiązki światła przez dwuogniskową soczewkę hybrydową TECNIS ZM900 (AMO) ze strukturą dyfrakcyjną na powierzchni tylnej (rysunek górny) oraz soczewkę refrakcyjną Array SA40N (AMO) (rysunek dolny) [52].

W konstrukcji apodyzowanej zmniejsza się wydajność dyfrakcyjna wraz z promieniem soczewki, co skutkuje tym, że w warunkach słabego oświetlenia większość światła docierającego do oka kierowana jest w ognisko dalekie. Dzięki temu, pacjenci z apodyzowanym implantem soczewkowym, znacznie lepiej radzą sobie np. podczas prowadzenia samochodu nocą.

Najbardziej zaawansowaną konstrukcyjnie jest obecnie hybrydowa apodyzowana soczewka trójogniskowa (rys. 1.8), w której odpowiednie złożenie dwóch różnych struktur dyfrakcyjnych zapewnia ostre widzenie w odległościach dalekich, pośrednich i bliskich (np. FineVision firmy PhysIOL) [53].



Rysunek 1.8 Dystrybucja światła w soczewce trójogniskowej, hybrydowej, apodyzowanej FineVision MicroF (PhysIOL) w zależności od wielkości źrenicy [54].

Na rynku oftalmicznym dostępne są również soczewki dyfrakcyjne przedniokomorowe [55] lub tylnokomorowe umieszczane nie w torebce soczewki, lecz bliżej źrenicy oka, w bruzdzie rzęskowej [56], [57]. Soczewki takie mogą być zaimplementowane w oku po uprzednim wszczepieniu sztucznej soczewki jednoogniskowej do torebki soczewki, lub w oku z naturalną przezierną soczewką, której zdolność do akomodacji jest znacznie ograniczona. Struktura dyfrakcyjna takich soczewek (z ang. nazywane *Add-on*) powoduje ostre widzenie także w odległości bliskiej, a tym samym uniezależnienie od okularów do czytania. Ostatnimi laty podejmowane są badania nad soczewkami dyfrakcyjnymi wewnątrzrogówkowymi [58].

Gdy ciało rzęskowe oka działa poprawnie, możemy rozważyć również soczewki akomodujące, których moc lub położenie w oku zmieniają się mechanicznie za pomocą włókien mięśnia rzęskowego [59]. Do tej grupy soczewek należą między innymi 1CU (Human Optics), BioComFold (Morcher) czy AT-45 Crystalens (Baush&Lomb, dawniej: Eyeonics, Inc.). Aby soczewki te działały skutecznie, dla odległości czytania równej 35 cm, amplituda akomodacji powinna wynosić przynajmniej 2,9 dioptrii. Efekt ten uzyskuje się, gdy sztuczna soczewka o mocy +20 dioptrii przesunie się w stronę rogówki o 2,2 mm. Jednakże, jak wskazują badania, soczewki pseudoakomodujące przesuwają się przy patrzeniu bliskim zaledwie o 1 mm nie zapewniając wystarczającej amplitudy akomodacji [29]. Tym samym pacjenci zaopatrzeni w takie soczewki nie zauważają poprawy widzenia w bliskich odległościach, lub ostrość wzroku poprawia się, ale w niewielkim stopniu. Problematyczny jest również sam sposób wyznaczenia obiektywnej i subiektywnej amplitudy akomodacji, bowiem uzyskiwane wyniki różnymi metodami nie są powtarzalne [60]. Często okazuje się także, że mimo braku przesunięcia strefy optycznej soczewki podczas akomodacji, pacjenci zauważają poprawę ostrości wzroku przy czytaniu, podczas gdy inni pacjenci, u których obserwuje się prawidłową reakcję soczewki przy czytaniu, nie odczuwają poprawy jakości obrazu.

Istnieje także koncepcja „wielooogniskowych” IOL wywodząca się z zasady działania aksikonu. W soczewkach tych zwiększona jest znacznie głębokość ogniska bez modyfikacji apertury numerycznej [61], [62], [63]. Możemy uważać, że soczewka taka ma continuum ognisk w ograniczonym przedziale osi optycznej. Najprostszym elementem optycznym charakteryzującym się przedłużonym ogniskiem jest soczewka refrakcyjna obarczona silną aberracją sferyczną.

W ramach podsumowania podrozdziału przedstawię dane zebrane przez Europejski Rejestr Jakości Wyników Operacji Zaćm i Chirurgii Refrakcyjnej (*The European Registry of Quality Outcomes for Cataract and Refractive Surgery*, w skrócie EU-REQUO) [64]. Został on utworzony w 2008 roku przy współpracy z Europejskim Stowarzyszeniem Chirurgów Zaćmy i Refrakcyjnych (*The European Society of Cataract and Refractive Surgeons*, ESCRS) przy wsparciu finansowym Unii Europejskiej. W projekcie tym wzięły udział stowarzyszenia naukowe z jedenastu krajów Unii, które od stycznia 2009 roku do sierpnia 2011 roku zbierały dane z wykonywanych operacji usunięcia zaćmy (523.921 sztuk zoperowanych oczu). Główną ideą rejestru była chęć

poprawy jakości wykonywanych operacji i wskazanie wytycznych do procedur operacyjnych. Z analizy dokumentu wynika, że sztuczne soczewki wewnątrzgałkowe powinny być umieszczane w torebce soczewki. Najczęściej stosowane są zwiłalne implanty wykonane z hydrofobowego akrylu (80,8%). Soczewki akrylowe hydrofilowe stanowią 14% wszystkich implantów optycznych, a silikonowe zaledwie 3,5%. Materiał akrylowy hydrofobowy rekomendowany jest ze względu na jego biokompatybilność i rzadsze powikłania w postaci mętnienia torebki tylnej w okresie pooperacyjnym. Autorzy przypominają także, że główną wadą tego materiału jest gromadzenie w sobie cieczy wodnistej, a więc opisane już wcześniej zjawisko glisteningu. Preferowaną techniką usuwania zmętniałej soczewki jest fakoemulsyfikacja (99,5%), choć w niektórych przypadkach stosowana jest również klasyczna metoda zewnątrztorebkowa (ECCE) z dużym cięciem, a w wyjątkowych sytuacjach, jak np. przy urazowym uszkodzeniu tylnej ściany torebki, technika wewnątrztorebkowa (ICCE). Trudności przedoperacyjne dotyczą zaledwie 12,2% przypadków klinicznych. Związane są one ze zbyt małą średnicą źrenicy (2,9%), zaćmą przejrzalą (3%) i zmętnieniem rogówek (1,1%). Wcześniejsze operacje refrakcyjne na rogówce nie stanowią problemu w procedurze chirurgii zaćmy (<0,1%). Operacja usunięcia zmętniałej soczewki jest procedurą bezpieczną. Do najgroźniejszego powikłania jakim jest zapalenie wnętrza gałki ocznej (*endophthalmitis*) dochodzi w zaledwie 0,036% przypadków. Najczęstszym powikłaniem pooperacyjnym jest zapalenie błony naczyniowej (0,35%). Średnia częstość występowania zmętnienia torebki tylnej (*PCO*) upośledzającego widzenie wynosi 0,21%. Uzyskiwane ostrości wzroku są bardzo wysokie. Skorygowaną ostrość wzroku do dali wynoszącą przynajmniej 0,5¹ uzyskano u 94,4% oczu w przeciągu 7–60 dni od przeprowadzonej operacji. W przypadku oczu, w których nie występowały wcześniej inne choroby współistniejące (np. jaskra czy zwyrodnienie plamki związane z wiekiem), odsetek ten wynosi 97,2%.

Z naszego punktu widzenia szczególnie interesujące są informacje dotyczące soczewek wieloogniskowych. Na podstawie zebranych danych stwierdzono, że sukces aplikacji takich soczewek mocno zależy od potrzeb wzrokowych i aktywności pacjentów. Specjaliści zwracają jednak uwagę, że nie ma idealnej soczewki, która zapewniałaby ostre widzenie zarówno w bliskich i dalekich odległościach. Zapewne też z tego powodu soczewki wieloogniskowe wszczepione zostały zaledwie w 0,2% przypadków. Chirurdzy bardzo rzadko wszczepiają również soczewki toryczne (0,1%). Z jednej strony uważa się, że soczewki te mogą skutecznie skorygować astygmatyzm rogówkowy, choć z drugiej – wielkość astygmatyzmu i kąt orientacji cylindra korygującego

¹ Ostrość wzroku wyrażana jest najczęściej za pomocą ułamka Snellena, w którym licznik oznacza odległość oka badanej osoby od tablicy z optotypami, a mianownik odległość, z której najmniejszy optotyp, prawidłowo odczytywany przez tę osobę jest widziany pod kątem 5', a jego element pod kątem 1'. Ostrość wzroku wyrażać można również za pomocą ułamka dziesiętnego. Zgodnie z normą ISO 11979-7:2014 uważa się, że wszczepiona sztuczna soczewka wewnątrzgałkowa musi zapewniać ostrość wzroku rzędu 0,5 lub więcej w przynajmniej 88% przypadkach klinicznych.

zmienia się z wiekiem, co może mieć wpływ na późniejszy komfort pacjenta. Autorzy raportu podsumowują, że nie ma rekomendacji odnośnie soczewek typu premium (implanty wieloogniskowe, akomodujące oraz toryczne). Decyzja wszczepienia implantu wieloogniskowego ma być podjęta na podstawie doświadczenia chirurga i życzenia pacjenta. Okuliści wciąż zbyt rzadko proponują pacjentom soczewki wieloogniskowe wewnątrzgałkowe, często ze względu na wcześniejsze niepowodzenia przy implantacji starych konstrukcji. Tym bardziej wydaje się uzasadnione podjęcie decyzji o zaprojektowaniu soczewki wewnątrzgałkowej wieloogniskowej, która faktycznie uniezależni pacjentów od potrzeby korzystania z dodatkowych okularów.

1.3 Cele i tezy pracy

Naturalnym oczekiwaniem pacjenta jest, by po operacji usunięcia zaćmy widział tak jak przed jej powstaniem. Z medycznego punktu widzenia o sukcesie przeprowadzonej operacji mówimy wówczas, gdy uzyskano wysoką ostrość wzroku, najlepiej bez potrzeby stosowania dodatkowych okularów korekcyjnych. Celem niniejszej rozprawy jest zaprojektowanie modelu nowoczesnej wieloogniskowej, refrakcyjno-dyfrakcyjnej IOL oraz komputerowa symulacja jej własności obrazujących. W soczewce takiej powinniśmy uzyskać kilka ognisk współosiowych, które zapewniają obrazowanie na siatkówce przedmiotów znajdujących się w różnych odległościach od pacjenta. Dzięki tak specyficznym własnościom ogniskującym soczewka będzie mogła uniezależnić od dodatkowych okularów do czytania, czy do pracy przy komputerze, osoby, które przeszły operację usunięcia zaćmy połączoną z wszczepieniem IOL.

Tezy pracy:

1. Dyfrakcyjne soczewki Fresnela, tworzące razem z soczewkami refrakcyjnymi hybrydowe IOL, mogą być co najwyżej dwuogniskowe.
2. Hybrydowe IOL ze zmodyfikowanymi soczewkami Fresnela zaproponowanymi w tej pracy mogą być co najwyżej czteroogniskowe.
3. Ogniskujące dyfrakcyjne płytki fazowe o dużej głębokości reliefu sinusoidalnego pozwalają uzyskać wieloogniskowość o krotności większej od czterech i jednocześnie równomierny w przybliżeniu podział energii wiązki ugiętej pomiędzy użyteczne ogniska, a także zdolność rozdzielczą obrazowania porównywalną z obrazowaniem jednoogniskowym.

Dowodzenie prawdziwości pierwszej tezy jest przedmiotem drugiego rozdziału pracy. W rozdziale tym przedstawiłem też teoretyczny model zjawisk, który wykorzystywany jest w całej pracy.

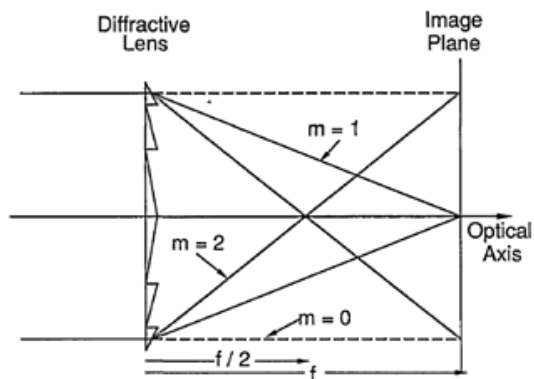
W trzecim rozdziale zaprezentowano oryginalny projekt zmodyfikowanej soczewki dyfrakcyjnej Fresnela w wariacie trójogniskowym i czteroogniskowym. Proponowana soczewka jest w istocie kombinacją dyfrakcyjnych soczewek Fresnela skupiającej i rozpraszającej o tych samych mocach bezwzględnych, składającą się z nieparzystych stref dyfrakcyjnych soczewki skupiającej i z parzystych stref soczewki rozpraszającej.

Dowodzenie prawdziwości trzeciej tezy jest przedmiotem czwartego, najobszerniejszego rozdziału pracy, w którym zaproponowałem dwa oryginalne modele soczewek siedmioogniskowych. Wykorzystano tu sinusoidalny, a zatem symetryczny, profil reliefu wprowadzający modulację fazową o amplitudzie przewyższającej 2π rad.

Rozdział 2

Ograniczenie wieloogniskowości soczewek dyfrakcyjnych Fresnela będące wynikiem asymetrii parabolicznego reliefu dyfrakcyjnego

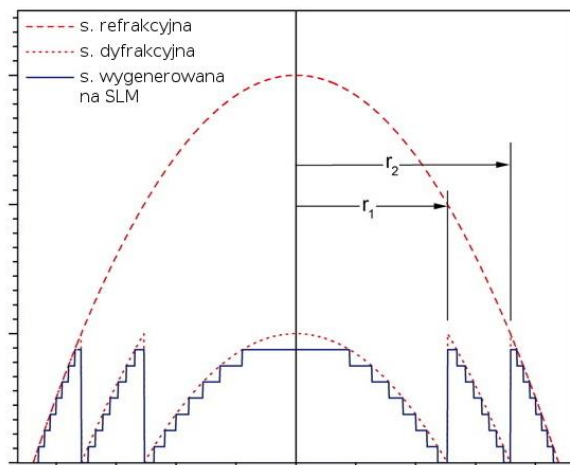
Część dyfrakcyjna komercyjnie dostępnych hybrydowych IOL jest obrotowo symetrycznym, transmisyjnym odpowiednikiem fazowych siatek dyfrakcyjnych typu echellette (ang. *blazed gratings*), pracujących zwykle w świetle odbitym. Soczewki te ogniskują padającą płaską falę świetlną w taki sposób, iż prawie cała jej energia dzielona jest pomiędzy rzędy (ogniska) dyfrakcyjne tego samego znaku i rząd zerowy. To, które ogniska dyfrakcyjne numerujemy dodatnimi, a które ujemnymi liczbami całkowitymi, jest kwestią przyjętej konwencji. W tej pracy przyjąłem, że rzeczywiste ogniska, w których ogniskowana jest padająca na soczewkę fala płaska, odpowiadają dodatnim rzędom dyfrakcyjnym (rys. 2.1).



Rysunek 2.1 Trójogniskowa soczewka dyfrakcyjna typu echellette, dająca w skończonej odległości dwa obrazy odległego przedmiotu punkowego położonego na osi optycznej. Trzecie ognisko obrazowe znajduje się w odległości nieskończonej od soczewki. Symbole m oznaczają rzędy dyfrakcyjne [65]. Wiązki rzędu $m = -1$ i $m = -2$ nie są zaznaczone ze względu na ich zaniedbywalnie małą wydajność dyfrakcyjną.

W literaturze przedmiotu możemy spotkać się również z konwencją przeciwną [66]. Problem wyboru konwencji nabiera szczególnej wagi, gdy posługujemy się programami typu *ray tracing* wspomagającymi projektowanie układów zawierających dyfrakcyjne elementy optyczne [67].

Głębokość i profil relifu dyfrakcyjnego hybrydowych IOL, które weszły do praktyki klinicznej, są zwykle tak dobrane, że wydajności dyfrakcyjne w zerowym i w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym są w przybliżeniu takie same i jednocześnie dużo większe od wydajności w pozostałych rzędach dyfrakcyjnych. Jedynym, jak dotąd, stosowanym w praktyce profilem dyfrakcyjnym jest profil paraboliczny (rys. 2.2), a jego głębokość jest zwykle taka, że amplituda wprowadzanej modulacji fazy wynosi π rad.



Rysunek 2.2 Teoretyczne przekroje osiowe przez paraboliczne soczewki refrakcyjną i dyfrakcyjną. Krzywa schodkowa przedstawia przekrój przez rzeczywistą paraboliczną soczewkę dyfrakcyjną wykonaną np. metodą trawienia fotolitograficznego. Taką krzywą opisuje też opóźnienie fazowe, gdy soczewka wygenerowana jest na przestrzennym modulatorze światła (SLM) z koncentrycznymi komórkami o stałej powierzchni; r_1 i r_2 – promienie pierwszej i drugiej strefy dyfrakcyjnej [68].

Zatem element dyfrakcyjny hybrydowej IOL jest dwuogniskową fazową płytką strefową Fresnela nazywaną też dwuogniskową dyfrakcyjną soczewką Fresnela. Użycie określenia „dyfrakcyjna” jest konieczne, gdyż istnieją również refrakcyjne soczewki Fresnela, a nawet soczewki hybrydowe, w których zarówno komponent refrakcyjny jak i dyfrakcyjny ma charakter fresnelowski (rys. 2.3).



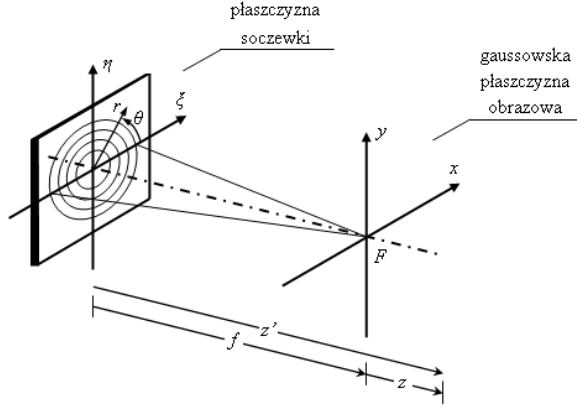
Rysunek 2.3 Model hybrydowej refrakcyjno-dyfrakcyjnej soczewki Fresnela, w której dyfrakcyjny komponent, oznaczony kolorem pomarańczowym, jest fazową płytką strefową Fresnela, a komponent refrakcyjny, oznaczony kolorem zielonym, jest refrakcyjną soczewką Fresnela. Stosunek grubości soczewek nie odpowiada rzeczywistej relacji. Soczewki dyfrakcyjne są dużo cieńsze od refrakcyjnych. Przesadna grubość soczewki dyfrakcyjnej i szerokość jej stref, widoczne na tym rysunku, mają za zadanie ukazać jedynie ideę hybrydy w pełni fresnelowskiej [69].

W dalszym ciągu wykazę, że opisana powyżej standardowa geometria reliefu dyfrakcyjnego pozwala na zogniskowanie padającej fali świetlnej w co najwyżej dwóch ogniskach, niezależnie od tego jakie wartości będą przyjmować zbieżność² fali padającej na soczewkę dyfrakcyjną oraz wprowadzana przez tę soczewkę amplituda modulacji fazy. W tym celu pokażę, że osiowa funkcja rozmycia punktu (PSF_a) układu, w którym obrazowanie realizuje soczewka hybrydowa, ma postać nieskończonego szeregu osiowych PSF soczewek o mocach równych mocy komponentu refrakcyjnego zwiększonej lub zmniejszonej o moc każdej ze składowych dyfrakcyjnych, których superpozycją jest komponent dyfrakcyjny hybrydy (równanie (2.10)). Dalej pokażę, że dla soczewki dyfrakcyjnej Fresnela, co najwyżej dwa sąsiednie wyrazy mogą wyczerpywać prawie całą sumę szeregu (rys. 2.5 a oraz b).

² Zbieżność (inaczej wergencja) jest jednym z parametrów opisujących propagację fal świetlnych, głównie sferycznych, w ośrodkach o różnych gęstościach optycznych. Zbieżność jest równa iloczynowi współczynnika załamania i krzywizny (dodatniej lub ujemnej) frontu falowego w punkcie, w którym ją wyznaczamy. Tak więc w próżni i w powietrzu wergencja jest równa krzywiznie frontu falowego.

2.1 Osiowa funkcja rozmycia punktu soczewki hybrydowej

W poniższej analizie obrazowania przez soczewkę hybrydową zastosowano nieco zmodyfikowane podejście teoretyczne zaproponowane w pracy [70]. Przyjmijmy, że ξ i η oznaczają współrzędne kartezjańskie w płaszczyźnie soczewki, x i y są współrzędnymi kartezjańskimi w płaszczyźnie obserwacji, z' jest odległością płaszczyzny obserwacji od soczewki (rys. 2.4).



Rysunek 2.4 Schemat rozpatrywanego układu optycznego. Na soczewkę dyfrakcyjną pada fala monochromatyczna zbieżna do punktu odległego od niej o f . W tej odległości zostanie zogniskowana fala tworząca zerowy rząd dyfrakcyjny.

Zakładamy, że w przypadku monochromatycznego oświetlenia falą o długości λ , zespolona amplituda fali, w przestrzeni obrazowej, $U(x, y, z')$, związana jest z amplitudą $U'(\xi, \eta; z'=0)$, bezpośrednio za soczewką hybrydową, całką wyrażającą matematycznie przybliżenie Fresnela, zwane też przysiosowym przybliżeniem dyfrakcyjnym [71]:

$$U(x, y, z') \approx \frac{e^{ikz'}}{i\lambda z'} \exp\left[\frac{ik}{2z'}(x^2 + y^2)\right] \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U'(\xi, \eta) \exp\left\{\frac{ik}{2z'}[\xi^2 + \eta^2]\right\} \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda z'}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta, \quad (2.1)$$

gdzie $k = 2\pi/\lambda$. Przybliżenie Fresnela optyki falowej, odpowiadające przybliżeniu przysiosowemu optyki geometrycznej jest powszechnie stosowane w analizie jakości obrazu powstającego na siatkówce oka, w szczególności oka, w którym zastąpiono naturalną soczewkę sztucznym implantem [72], [73]. Pomijając czynnik fazowy przed całką oraz zakładając, że zespolona transmitancja amplitudowa soczewki dyfrakcyjnej i funkcja aperturowa soczewki refrakcyjnej mają symetrię obrotową otrzymujemy

$$U(x, y, z') = \frac{1}{\lambda z'} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} \int_{-\infty-\infty}^{\infty} U'(\sqrt{\xi^2 + \eta^2}) \exp\left\{\frac{ik}{2z'}[\xi^2 + \eta^2]\right\} \exp\left[-\frac{2\pi i}{\lambda z'}(x\xi + y\eta)\right] d\xi d\eta. \quad (2.2)$$

Całka w równaniu (2.2) jest dwuwymiarową transformatą Fouriera funkcji osiowo symetrycznej. Możemy więc zapisać ją jako transformatę Fouriera-Bessela (FB) zależną od radialnej częstości przestrzennej $\rho_r = \frac{\rho}{\lambda z'}$, gdzie ρ jest radialną współrzedną biegunową w płaszczyźnie obserwacji (x, y) [71]. Jeśli r będzie oznaczać radialną współrzedną biegunową w płaszczyźnie (ξ, η) , to wówczas

$$\begin{aligned} U(\rho, z') &= \frac{1}{\lambda z'} \text{FB} \left[U'(r) \exp\left\{\frac{ik}{2z'} r^2\right\} \right]_{\rho_r = \frac{\rho}{\lambda z'}} \\ &= \frac{2\pi}{\lambda(f+z)} \int_0^\infty U'(r) \exp\left\{\frac{ik}{2(f+z)} r^2\right\} J_0\left(2\pi \frac{\rho}{\lambda(f+z)} r\right) r dr, \end{aligned} \quad (2.3)$$

gdzie J_0 jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju, zerowego rzędu. W prawej części wzoru (2.3) za z' podstawiono $f+z$, gdzie f jest odległością od soczewki do geometrycznego ogniska fali skupionej przez soczewkę refrakcyjną. Zatem odległości osiowe z będą w dalszym ciągu mierzone względem gaussowskiej płaszczyzny obrazowej soczewki refrakcyjnej. Odległość f zależy od zbieżności fali padającej i od mocy składowej refrakcyjnej soczewki hybrydowej.

Dla przedmiotu punktowego położonego na osi optycznej amplituda pola fali świetlnej bezpośrednio za soczewką hybrydową, $U'(r)$, jest równa

$$U'(r) = \frac{\text{circ}(r/R)}{f} \exp\left[\frac{-ik}{2f} r^2\right] \exp\left\{i\phi\left[\left(\frac{r}{R}\right)^2\right]\right\}, \quad (2.4)$$

gdzie $\phi[(r/R)^2]$ jest przesunięciem (opóźnieniem) fazowym wnoszonym przez soczewkę dyfrakcyjną o promieniu R . Dalsze rozważania ograniczę do takich ϕ , które są periodycznymi funkcjami r^2 . Modulacja fazowa $\phi[(r/R)^2]$ wnoszona przez nieapodyzowaną dyfrakcyjną soczewkę Fresnela należy do tej klasy funkcji. Wprowadźmy zmienną $q = (r/R)^2$ oraz liczbę Fresnela $N = R^2/\lambda f$. Wstawienie q i N do wzorów (2.3) i (2.4) daje następującą całkową postać trójwymiarowej amplitudowej funkcji rozmycia punktu:

$$U(\rho, z; f, N) = \frac{\pi N}{f+z} \int_0^1 \exp[i\phi(q)] \exp\left[-i\pi N \left(\frac{z}{f+z}\right) q\right] J_0\left(2\pi \frac{R\rho}{\lambda(f+z)} \sqrt{q}\right) dq. \quad (2.5)$$

Wyrażenie (2.5) wykorzystam obecnie do policzenia PSF_a i w dalszej kolejności do policzenia poprzecznej funkcji rozmycia punktu, PSF_l , dla tych z , w których centrowane są ogniska dyfrakcyjne. Pozwoli to na ocenę poprzecznej zdolności rozdzielczej w obrazowaniu przez soczewkę hybrydową.

Aby obliczyć PSF_a wystarczy wziąć kwadrat modułu wyrażenia (2.5), w którym położono $\rho = 0$. Ponieważ $J_0(0) = 1$ otrzymujemy

$$\text{PSF}_a(z; f, N) = \left| \frac{\pi N}{f + z} \int_0^1 \exp[i\phi(q)] \exp\left[-i\pi N \left(\frac{z}{f + z}\right) q\right] dq \right|^2. \quad (2.6)$$

Wyrażeniem (2.6) możemy posłużyć się do numerycznego obliczenia PSF_a jako funkcji zmiennej z dla założonego modelu $\phi(q)$. Potrzebujemy jednak wyrażenia analitycznego dla PSF_a , które pozwoliłoby znaleźć takie wartości parametrów $\phi(q)$, przy których maksymalizowana byłaby liczba rzędów dyfrakcyjnych (ognisk) o niewiele różniących się wydajnościach dyfrakcyjnych i jednocześnie suma tych wydajności byłaby możliwie bliska jedności. Parametrami takimi są w szczególności głębokość modulacji m (peak-to-peak) periodycznej funkcji $\phi(q)$ oraz liczba okresów tej funkcji n mieszcząca się w przedziale $[0;1]$.

Możemy otrzymać dobre analityczne przybliżenie całki (2.6) jeżeli zauważymy, że jest to ograniczona całka fourierowska i wyrazimy jądro przekształcenia Fouriera poprzez współczynnik rozogniskowania W_{20} , będący współczynnikiem przy wyrazie R^2 w rozwinięciu na szereg Taylora aberracji falowej układu obrazującego posiadającego symetrię obrotową [70], [74]:

$$W_{20} = \frac{1}{2} \left(\frac{z}{f + z} \right) N. \quad (2.7)$$

Wstawiając W_{20} zdefiniowane równaniem (2.7) do wyrażenia (2.6) otrzymujemy

$$\text{PSF}_a(W_{20}; f, N) = \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \int_0^1 \exp[i\phi(q)] \exp[-2\pi i W_{20} q] dq \right|^2. \quad (2.8)$$

Wprowadzenie w miejsce z bezwymiarowej zmiennej $W_{20}(z;f)$ definiuje nową, uniwersalną miarę odległości od gaussowskiej płaszczyzny obrazowej. Jedynie dla $|z| \ll f$, tj. w bezpośrednim sąsiedztwie gaussowskiej płaszczyzny obrazowej, odwzorowanie $z \rightarrow W_{20}(z;f)$ jest liniowe. W tym obszarze W_{20} pozostaje proporcjonalne do z ze współczynnikiem proporcjonalności $N/2f$. Posłużenie się funkcją rectus pozwala na

zastąpienie w wyrażeniu (2.8) skończonych granic całkowania granicami nieskończonymi i tym samym na nadanie całce występującej w tym wyrażeniu postaci klasycznego jednowymiarowego przekształcenia Fouriera iloczynu dwóch funkcji:

$$\begin{aligned}
 \text{PSF}_a(W_{20}; f, N) &= \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \int_{-\infty}^{\infty} \text{rect}(q - 0.5) \exp[i\phi(q)] \exp[-2\pi i W_{20} q] dq \right|^2 \\
 &= \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \mathfrak{F}\{\text{rect}(q - 0.5) \exp[i\phi(q)]\} \right|^2 \\
 &= \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} [\exp(-\pi i W_{20}) \text{sinc } W_{20}] \otimes \mathfrak{F}\{\exp[i\phi(q)]\} \right|^2,
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

gdzie \mathfrak{F} jest operatorem przekształcenia Fouriera a \otimes jest symbolem operacji splotu. Ostatnia równość w (2.9) zachodzi na mocy twierdzenia o splocie i twierdzenia o przesunięciu dla przekształcenia Fouriera.

Analizując wyrażenie (2.9) stwierdzamy, że dla odpowiednio dużych liczb Fresnela (tj. takich, że $2|W_{20}| \ll N$), PSF_a jest kwadratem modułu jednowymiarowej transformaty Fouriera zespolonej funkcji źrenicy $P(r) = \text{circ}(r/R) \exp\{i\phi[(r/R)^2]\}$ układu dyfrakcyjnie ograniczonego, przekształconej zgodnie z mapowaniem $q = (r/R)^2$. Dla liczb Fresnela nie spełniających warunku $2|W_{20}| \ll N$, nie można zaniedbać wyrazu $2W_{20}$ w czynniku $\pi(N - 2W_{20})/f$ stojącym przed całką we wzorze (2.9). W konsekwencji dla małych N pojawia się przesunięcie ogniska (focal shift) w kierunku soczewki [75].

Występującą w (2.9) transformatę $\mathfrak{F}\{\exp[i\phi(q)]\}$ możemy obliczyć rozwijając transformowaną funkcję na zespolony szereg Fouriera. Szereg będzie zbieżny do tej funkcji, gdyż założyliśmy okresowość $\phi(q)$ (z okresem równym $1/n$). Zastępując w (2.9) funkcję $\exp[i\phi(q)]$ jej szeregiem otrzymamy

$$\begin{aligned}
 \text{PSF}_a(W_{20}; f, n, N) &= \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \left| \exp(-\pi i W_{20}) \text{sinc } W_{20} \otimes \mathfrak{F}\left(\sum_{s=-\infty}^{\infty} c_s \exp(-2\pi i s n q)\right) \right|^2 \\
 &= \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \left[\exp(-\pi i W_{20}) \text{sinc } W_{20} \otimes \sum_{s=-\infty}^{\infty} c_s \delta(W_{20} - s n) \right] \right|^2 \\
 &= \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \left[\sum_{s=-\infty}^{\infty} c_s \exp[-\pi i (W_{20} - s n)] \text{sinc}(W_{20} - s n) \right] \right|^2 \\
 &\approx \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} |c_s|^2 \text{sinc}^2(W_{20} - s n),
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

gdzie

$$c_s = n \int_0^{1/n} \exp[i\phi(q)] \exp(+2\pi i q s n) dq. \quad (2.11)$$

Przybliżenie w wyrażeniu (2.10) jest spełnione, gdy liczba stref dyfrakcyjnych n w soczewce jest na tyle duża, że sąsiednie ogniska dyfrakcyjne nie zachodzą na siebie. Pozwala to pominąć wyrazy mieszane przy mnożeniu szeregu

$$\sum_{s=-\infty}^{\infty} c_s \exp[-\pi i (W_{20} - sn)] \operatorname{sinc}(W_{20} - sn)$$

przez szereg zespolony sprzężony i zachować jedynie wyrazy diagonalne. Dokładne obliczenia numeryczne bazujące na postaci całkowej PSF_a [zależność (2.8)], potwierdzają, że dla profili dyfrakcyjnych $\phi(q;n)$ proponowanych w dalszej części pracy stosowanie tego przybliżenia jest uzasadnione.

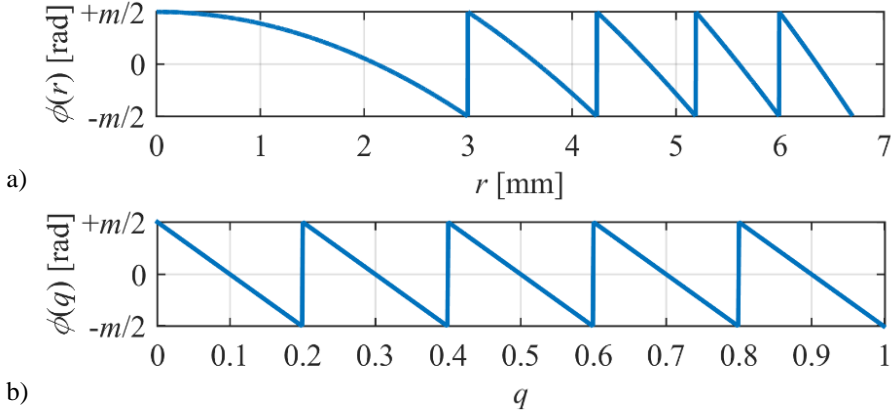
Analiza wyrażenia (2.10) pozwala stwierdzić, że dla soczewek hybrydowych, których składnik dyfrakcyjny ma osiowosymetryczny relief opisywany periodyczną funkcją $\phi(q)$ i dla dużych N mamy nieskończoną liczbę ognisk, a podłużny rozkład natężenia w każdym z tych ognisk opisywany jest funkcją $\operatorname{sinc}^2(W_{20})$, podobnie jak w pojedynczym ognisku soczewki refrakcyjnej [76]. W wypadku, gdy na soczewkę dyfrakcyjną pada fala o zerowej zbieżności, tj. fala płaska, ogniska odpowiadające ujemnym rzędom dyfrakcyjnym są ogniskami pozornymi, w których przecinają się przedłużenia promieni wiązek rozbieżnych propagujących się za soczewką. Ułamek całkowitej energii fali świetlnej przechodzącej przez soczewkę hybrydową, określający ile energii skupiane jest w ognisku odpowiadającym s -temu rzędowni dyfrakcyjnemu jest równy $|c_s|^2$. Chociaż soczewki dyfrakcyjne posiadają nieskończenie wiele ognisk, jest to konsekwencją silnie nieliniowego charakteru modulacji fazowej, to w praktyce niemal cała energia rozdzielana jest pomiędzy niskie rzędy ugięcia.

2.1.1 Osiowa funkcja rozmycia punktu soczewki hybrydowej złożonej z soczewki refrakcyjnej i dyfrakcyjnej soczewki Fresnela

Wykażę teraz, że dyfrakcyjna soczewka Fresnela może mieć co najwyżej dwa ogniska o zbliżonej wydajności dyfrakcyjnej. W tym celu skorzystam z wyrażenia (2.11) by obliczyć wydajności dyfrakcyjne w poszczególnych rzędach jako funkcje amplitudy modulacji m . Opóźnienie fazowe $\phi(q)$ w przedziale $[0;1/n]$, tj. w obrębie pierwszej strefy dyfrakcyjnej, wprowadzane przez soczewkę Fresnela opisywane jest funkcją

$$\phi(q) = m(0,5 - nq), \quad (2.12)$$

albowiem w tej strefie profil opisywany w przestrzeni r wklęsłą parabolą (rys. 2.5a) staje się w przestrzeni q profilem liniowo malejącym od wartości $m/2$ dla $q = 0$ do wartości $-m/2$ dla $q = 1/n$ (rys. 2.5b).



Rysunek 2.5 Opóźnienie fazowe wprowadzane przez pięciostrefową dyfrakcyjną soczewkę Fresnela o promieniu 6,7 mm; a) w przestrzeni położenia wzdłuż promienia; b) w przestrzeni q .

Po wstawieniu wyrażenia (2.12) do (2.11) otrzymujemy

$$\begin{aligned}
 c_s(m) &= n \int_0^{1/n} \exp \left[im \left(\frac{1}{2} - nq' \right) \right] \exp(+2\pi i q' s n) dq' \\
 &= n \int_0^{1/n} \exp \left[\left(\frac{im}{2} - imnq' \right) \right] \exp(+2\pi i q' s n) dq' \\
 &= n \exp \left(\frac{im}{2} \right) \int_0^{1/n} \exp[-i(m - 2\pi s)nq'] dq' = \exp \left(\frac{im}{2} \right) \int_0^1 \exp[-i(m - 2\pi s)q] dq \\
 &= \exp \left(\frac{im}{2} \right) \frac{\exp[-i(m - 2\pi s)q]}{-i(m - 2\pi s)} \Big|_0^1 = i \exp \left(\frac{im}{2} \right) \frac{\exp[-i(m - 2\pi s)] - 1}{(m - 2\pi s)}.
 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Biorąc kwadrat modułu prawej strony wyrażenia (2.13) otrzymujemy ostatecznie wydajność dyfrakcyjną w s -tym rzędzie dyfrakcyjnym

$$\begin{aligned} |c_s(m)|^2 &= \left| i \exp\left(\frac{im}{2}\right) \frac{\exp[-i(m-2\pi s)] - 1}{(m-2\pi s)} \right|^2 = \frac{|\exp[-i(m-2\pi s)] - 1|^2}{(m-2\pi s)^2} = \\ &= \frac{1 - \cos(m-2\pi s)}{2\left(\frac{m}{2} - s\pi\right)^2} = \frac{\sin^2\left(\frac{m}{2} - s\pi\right)}{\left(\frac{m}{2} - s\pi\right)^2} = \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} - s\right). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Wielkości $|c_s|^2$ są dobrze określonymi wydajnościami dyfrakcyjnymi, gdyż dla dowolnego m sumują się do jedności [77]:

$$\sum_{s=-\infty}^{s=\infty} |c_s(m)|^2 = \sum_{s=-\infty}^{s=\infty} \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} - s\right) = 1. \quad (2.15)$$

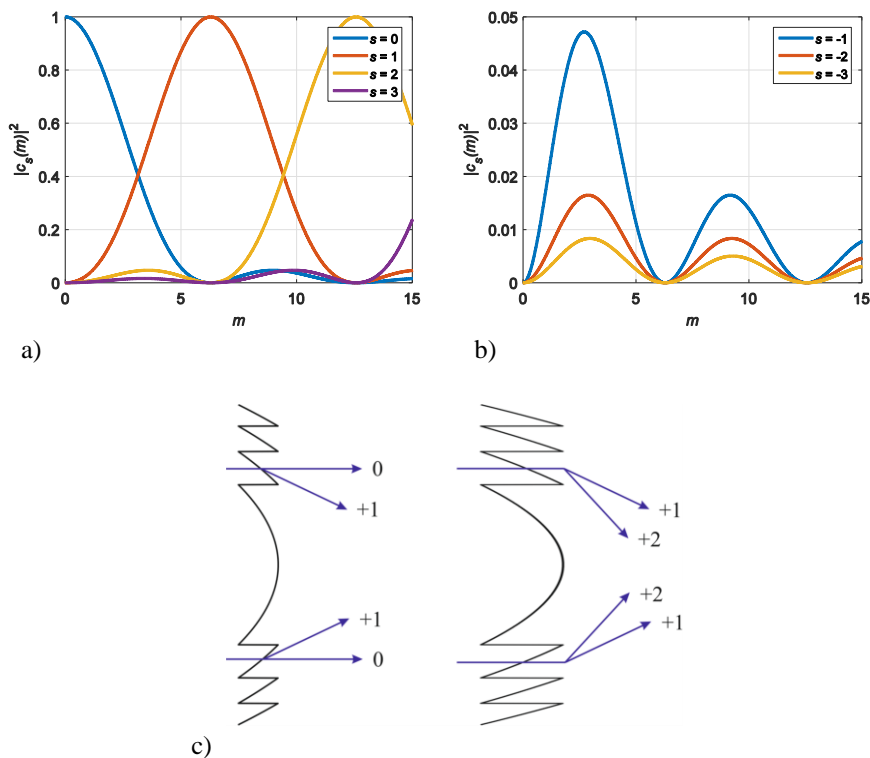
Wstawiając $|c_s|^2$ dane wyrażeniem (2.14) do (2.10) otrzymujemy PSF_a soczewki hybrydowej, której część dyfrakcyjna jest soczewką Fresnela mającą n stref i wprowadzającą modulację fazy o maksymalnej głębokości m

$$\text{PSF}_a(W_{20}; f, n, m, N) = \left(\frac{\pi(N-2W_{20})}{f} \right)^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} - s\right) \text{sinc}^2(W_{20} - sn). \quad (2.16)$$

Widzimy, że dyfrakcyjna soczewka Fresnela jest istotnie strukturą dyfrakcyjną typu echellette, gdyż jej wydajności dyfrakcyjne w rzędach dodatnich i w odpowiadających im rzędach ujemnych znacznie się różnią:

$$|c_s(m)|^2 = \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} - s\right) \neq \text{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} + s\right) = |c_{-s}(m)|^2. \quad (2.17)$$

Możemy to zaobserwować na rysunkach 2.6 a) oraz b), na których wykreślono $|c_s(m)|^2$ dla $s = 0; 1; 2; 3$ oraz $s = -1; -2$ i -3 . Na rysunku tym widzimy również, że dla danego m jedynie dwa sąsiednie rzędy dyfrakcyjne, tj. s i $s+1$ ($s \geq 0$) mogą mieć taką samą i jednocześnie wysoką wydajność dyfrakcyjną. Dla $m = \pi$ rad wydajności dyfrakcyjne $|c_0(\pi)|^2 = |c_1(\pi)|^2 = 0,405$. Zatem 81% energii przechodzącej przez soczewkę uginane jest w zerowy i w pierwszy rząd dyfrakcyjny, a 19% uginane jest we wszystkie pozostałe rzędy, przy czym ich wydajność dyfrakcyjna jest mniejsza od 5%. Podobne wartości obserwujemy dla $m = 3\pi$ rad (ogólnie dla każdej nieparzystej wielokrotności π rad), gdy 81% energii uginane jest w pierwszy i drugi rząd dyfrakcyjny (rys. 2.6c).

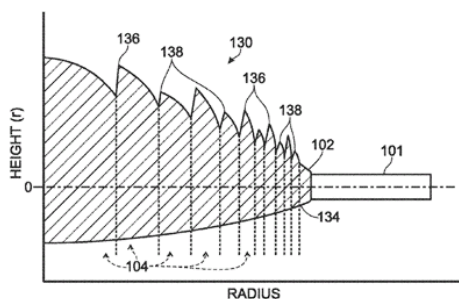


Rysunek 2.6 Wydajność dyfrakcyjna w poszczególnych rzędach jako funkcja amplitudy modulacji m ; a) dla rzędów dyfrakcyjnych: $s = 0; 1; 2; 3$; b) dla rzędów dyfrakcyjnych: $s = -1; -2$ oraz -3 ; c) schematyczne przedstawienie zjawiska ogniskowania równoległej wiązki światła przez soczewki dyfrakcyjne dla $m = \pi$ rad oraz $m = 3\pi$ rad.

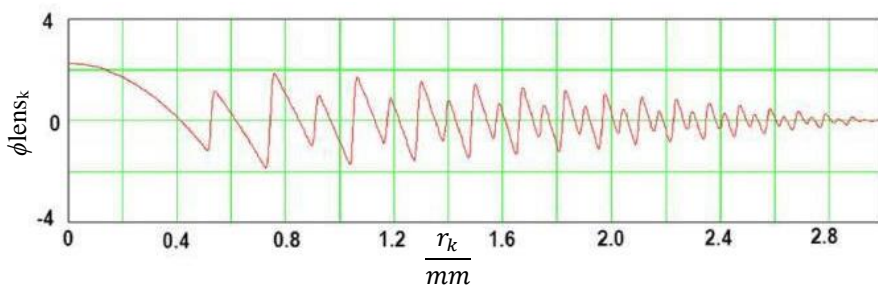
Zatem, niezależnie od tego jak głęboki byłby powierzchniowy relief dyfrakcyjny, pojawią się jedynie dwa ogniska dyfrakcyjne o takich samych wydajnościach, w których ogniskowana jest przeważająca część energii fali świetlnej przepuszczonej przez soczewkę. Dowodzi to prawdziwości pierwszej tezy pracy.

Brak symetrii w obrazie dyfrakcyjnym, wyrażający się matematycznie nierównością $|c_s(m)|^2 \neq |c_{-s}(m)|^2$, ma swoje źródło w braku symetrii przekroju radialnego reliefu powierzchniowego soczewki w obrębie jednej strefy dyfrakcyjnej w przestrzeni q (rys. 2.5b). Aby uzyskać wieloogniskowość o krotności większej od dwóch i jednocześnie nie rezygnować z geometrii reliefu dyfrakcyjnego opartego na przebiegu parabolicznym, podjęto próby zaprojektowania reliefu dyfrakcyjnego, który jest superpozycją dwóch niezależnych dwuogniskowych reliefów parabolicznych różniących się mocą skupiającą w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym i/lub głębokością modulacji w sąsiedu-

jących strefach [53], [78], [79]. Przykładowy projekt takiej nieapodyzowanej hybrydowej trójogniskowej soczewki wewnątrzgałkowej przedstawiono na rysunku 2.7, a na rysunku 2.8 w wersji apodyzowanej.

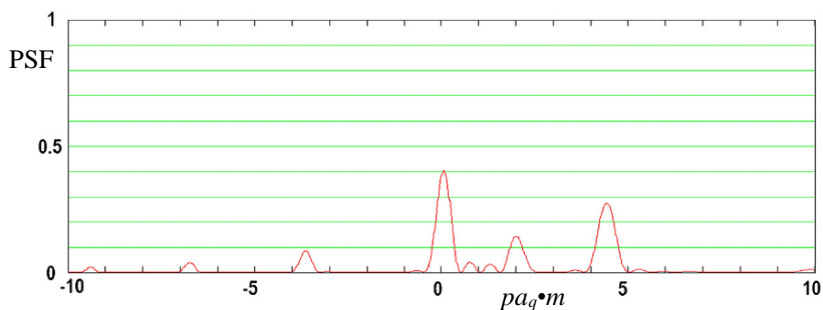


Rysunek 2.7 Projekt nieapodyzowanej hybrydowej trójogniskowej IOL [78].



Rysunek 2.8 Teoretyczna topografia reliefu dyfrakcyjnego apodyzowanej hybrydowej trójogniskowej IOL. Symbol ϕ_{lens_k} oznacza opóźnienie fazowe, a r_k/mm oznacza odległość od środka optycznego soczewki w mm [53].

Wyniki prób klinicznych dla powyższego modelu soczewki są dosyć obiecujące [80], [81], [82], [83]. Pacjenci z wszczepioną trójogniskową hybrydową IOL z podwójnym reliefem dyfrakcyjnym w znaczący sposób odczuli poprawę widzenia w odległościach pośrednich bez istotnego pogorszenia widzenia w odległościach dalekich i bliskich. Poprawa nie oznacza jednak pełnej satysfakcji, co prawdopodobnie należy łączyć z istotnie różnymi wartościami wydajności dyfrakcyjnych odpowiadających trzem ogniskom (rys. 2.9).



Rysunek 2.9 Osiowa teoretyczna PSF apodyzowanej, hybrydowej, trójogniskowej IOL dla źrenicy o średnicy 3 mm ($pa_q \cdot m$ przedstawiono w jednostkach umownych). Trzy główne piki odpowiadają kolejno za widzenie w odległościach dalekich, pośrednich i bliskich [53]. Zróżnicowana wysokość maksimów dyfrakcyjnych wynika ze zróżnicowanej wydajności dyfrakcyjnej w wykorzystywanych rzędach dyfrakcyjnych. Występowanie pozostałych pików oznacza stratę energii w użytecznych rzędach dyfrakcyjnych i obniżenie stosunku sygnału do szumu w obrazie siatkówkowym.

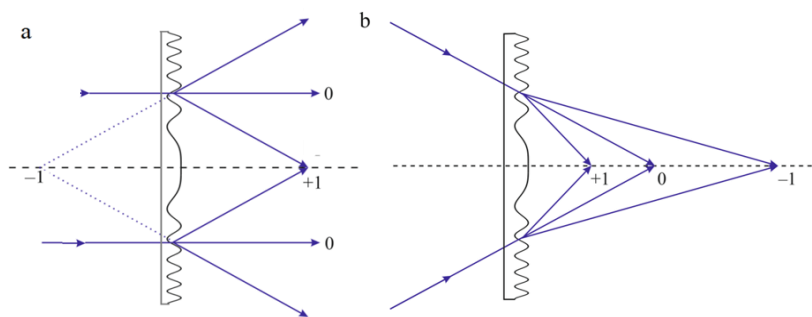
W trzecim rozdziale pracy zaproponowano symetryzację profilu parabolicznego, co doprowadziło do projektu soczewek trzyogniskowej i czteroogniskowej o wyrównanych wydajnościach dyfrakcyjnych.

Rozdział 3

3.1 Symetryzacja parabolicznego reliefu dyfrakcyjnego hybrydowej IOL

W rozdziale 2 wykazałem, że w soczewce Fresnela nie jest możliwe zwiększenie liczby ognisk powyżej dwóch poprzez dobór odpowiedniej głębokości modulacji. Z kolei metoda superpozycji dwóch soczewek Fresnela o różnych mocach w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym prowadzi, co prawda, do wygenerowania trzech ognisk, jednak nie daje możliwości równomiernego rozdzielenia energii pomiędzy te ogniska.

Usymetryzowanie profilu reliefu powierzchniowego soczewki dyfrakcyjnej w obrębie jednej strefy powinno spowodować, że spełniony będzie warunek $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2$. Zatem każdemu ognisku rzędu s będzie towarzyszyć ognisko rzędu $-s$ o takiej samej wydajności dyfrakcyjnej. Z kolei przebieg krzywych na rysunku 3.4 zasugerował, że będzie można znaleźć taką wartość głębokości modulacji m , przy której $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_0(m)|^2$. Gdy na soczewkę dyfrakcyjną z symetrycznym profilem reliefu pada fala płaska, ognisko rzędu -1 . jest oczywiście ogniskiem obrazowym pozornym (rys. 3.1a). Jednak we wszczepionej hybrydowej IOL soczewka dyfrakcyjna oświetlona jest wiązką zbieżną uformowaną przez rogówkę i część refrakcyjną soczewki hybrydowej. Jest zatem oświetlona wiązką o zbieżności wynoszącej około $+70$ dioptrii.

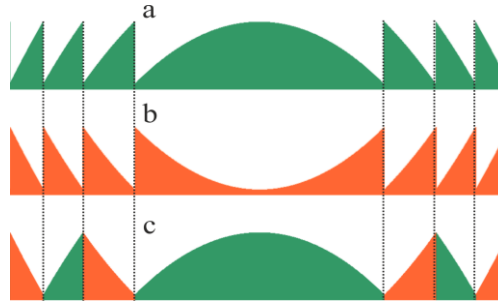


Rysunek 3.1 a) ogniskowanie w jedno ognisko obrazowe rzeczywiste i jedno ognisko obrazowe pozorne przy oświetleniu soczewki falą płaską; b) ogniskowanie w trzy ogniska obrazowe rzeczywiste przy oświetleniu soczewki zbieżną falą sferyczną.

W efekcie pojawiająca się za soczewką wiązka ugięta -1 . rzędu ma zbieżność około sześćdziesięciu kilku dioptrii, jako że moce soczewek dyfrakcyjnych używanych w hybrydowych IOL są zbliżone do mocy dodatków do blizy, tj. są rzędu pojedynczych

dioptrii. Ostatecznie wszystkie trzy ogniska obrazowe stają się ogniskami rzeczywistymi położonymi w przestrzeni obrazowej (rys. 3.1b).

Symetryzacji profilu parabolicznego dokonam w taki sposób, że podzielę każdą ze stref dyfrakcyjnych na dwie koncentryczne podstrefy o równym polu powierzchni. W podstrefie bliższej środkowi soczewki profil będzie profilem parabolicznym odpowiadającym skupiającej dyfrakcyjnej soczewce Fresnela, a profil w podstrefie sąsiedniej będzie profilem parabolicznym rozpraszającej soczewki Fresnela o tej samej mocy bezwzględnej i tej samej głębokości modulacji m (rys. 3.2).



Rysunek 3.2 Schemat konstruowania zmodyfikowanej dyfrakcyjnej soczewki Fresnela; a) przekrój osiowy czterostrefowej soczewki skupiającej; b) przekrój osiowy czterostrefowej soczewki rozpraszającej; c) przekrój osiowy zmodyfikowanej dwustrefowej soczewki Fresnela.

Tak skonstruowany relief dyfrakcyjny soczewki możemy opisać zależnością analityczną wykorzystując funkcję przebiegu piłokształtnego pakietu MATLAB **sawtooth(x,α)**. Jest to funkcja okresowa z okresem 2π i w przedziale podstawowym $(0;2\pi)$ zdefiniowana jest następująco:

$$\text{sawtooth}(x, \alpha) \equiv \begin{cases} \frac{x}{\alpha\pi} - 1 & ; \quad 0 \leq x < 2\alpha\pi \\ \frac{x - \pi(\alpha + 1)}{\pi(\alpha - 1)} & ; \quad 2\alpha\pi \leq x < 2\pi \end{cases}, \quad \text{gdzie} \quad 0 < \alpha < 1. \quad (3.1)$$

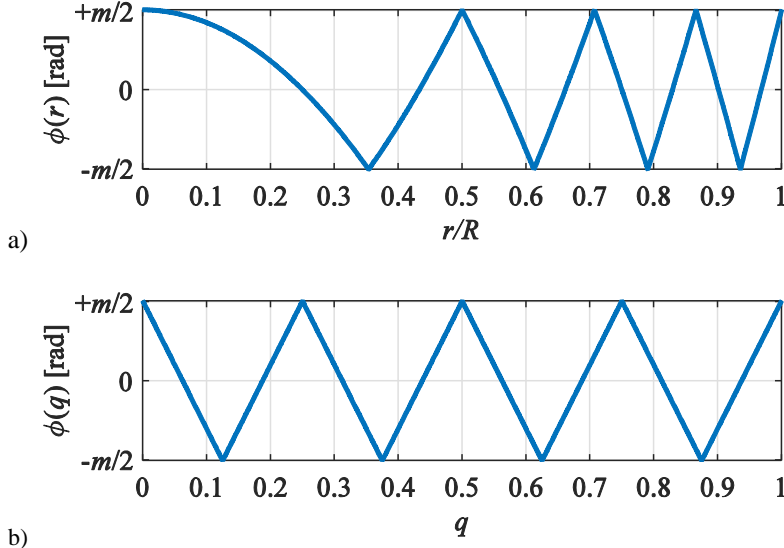
Opóźnienie fazowe $\phi[(r/R)]$ wprowadzane przez opisaną wyżej soczewkę mającą n stref możemy przedstawić zależnością

$$\phi(r/R) = -\frac{m}{2} \text{sawtooth} \left[2\pi n \left(\frac{r}{R} \right)^2, \frac{1}{2} \right], \quad (3.2)$$

której wykres dla soczewki mającej $n = 4$ strefy dyfrakcyjne pokazany jest na rysunku 3.3a. W przestrzeni q (3.2) przyjmuje postać

$$\phi(q) = -\frac{m}{2} \text{sawtooth}\left[2\pi n q, \frac{1}{2}\right]. \quad (3.3)$$

Wykres funkcji (3.3) dla $n = 4$ pokazany jest na rysunku 3.3b.



Rysunek 3.3 Opóźnienie fazowe wprowadzane przez czterostrefową zmodyfikowaną soczewkę dyfrakcyjną Fresnela; a) w przestrzeni położenia wzdłuż promienia; b) w przestrzeni q .

Widzimy, że w przestrzeni q profil dyfrakcyjny w pojedynczej strefie jest symetrycznym profilem trójkątnym. W dalszym ciągu wykażę, że istnieje taka wartość głębokości modulacji m przy której wydajności dyfrakcyjne obliczane na podstawie formuły (2.11) spełniają warunek $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_0(m)|^2$. Wstawiając (3.3) do (2.11) otrzymujemy

$$c_s = n \int_0^{1/n} \exp\left[-i \frac{m}{2} \text{sawtooth}\left(2\pi n q, \frac{1}{2}\right)\right] \exp(+2\pi i q s n) dq. \quad (3.4)$$

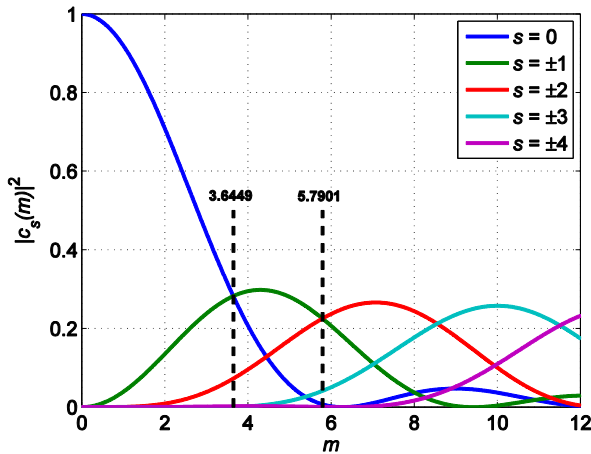
Korzystając z definicji (3.1) funkcji sawtooth otrzymujemy po prostych przekształceniach algebraicznych (analogicznych do tych pokazanych explicite w wyrażeniu (2.13))

$$\begin{aligned}
c_s &= \int_0^{0,5} \exp[im(0,5-2q)] \exp(+2\pi iqs) dq + \int_{0,5}^{1,0} \exp[im(2q-1,5)] \exp(+2\pi iqs) dq \\
&= 0,5 \exp\left(\frac{i\pi s}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{s-m/\pi}{2}\right) + 0,5 \exp\left(\frac{3i\pi s}{2}\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{s+m/\pi}{2}\right).
\end{aligned} \tag{3.5}$$

Obliczając kwadrat modułu wyrażenia (3.5) otrzymamy ostatecznie wydajność dyfrakcyjną w s -tym rzędzie dyfrakcyjnym

$$|c_s(m)|^2 = \frac{1}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} + \frac{s}{2}\right) + \frac{1}{4} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{m}{2\pi} - \frac{s}{2}\right) + \frac{1 - (-1)^s \cos(m)}{m^2 - \pi^2 s^2}. \tag{3.6}$$

Dwa pierwsze wyrazy w (3.6) są symetryczne względem zmiany znaku s . Zmiana znaku powoduje jedynie to, że zamieniają się miejscami. Symetryczny względem zmiany znaku jest również trzeci wyraz, gdyż zmienna s występująca w mianowniku jest w kwadracie, a ponadto $(-1)^{-s} = 1/(-1)^s = (-1)^s$. Tak więc $|c_s(m)|^2 = |c_{-s}(m)|^2$. Widzimy, że dyfrakcyjna soczewka Fresnela zmodyfikowana tak jak to wyżej opisałem nie jest strukturą dyfrakcyjną typu echellette, gdyż jej wydajności dyfrakcyjne w rzędach dodatnich i w odpowiadających im rzędach ujemnych są równe. Na rysunku 3.4 wykreślono $|c_s(m)|^2$ dla $s = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3$ i ± 4 . Na rysunku tym widzimy, że dla $m = 3,6449$ rad zachodzi równość $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_0(m)|^2 = 0,2824$. Zatem 85% energii przechodzącej przez soczewkę jest równomiernie rozdzielone pomiędzy zerowy, pierwszy i minus pierwszy rząd dyfrakcyjny, a 15% uginane jest we wszystkie pozostałe rzędy, przy czym wydajność dyfrakcyjna dwóch najsilniejszych ($s = \pm 2$) jest równa 7,3%.



Rysunek 3.4 Wydajność dyfrakcyjna w poszczególnych rzędach jako funkcja głębokości modulacji fazy m dla rzędów dyfrakcyjnych: $s = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \pm 4$.

Analiza rysunku 3.4 prowadzi do wskazania kolejnej interesującej wartości głębokości modulacji fazy, tj. $m = 5,7901$ rad, dla której wykorzystywany model teoretyczny przewiduje wystąpienie czterech rzędów dyfrakcyjnych, tj. rzędów ± 1 . i ± 2 . o takich samych wydajnościach dyfrakcyjnych równych 22,5%. Zatem 90% energii przechodzącej przez soczewkę jest równomiernie rozdzielone pomiędzy wyżej wymienione cztery rzędy dyfrakcyjne, a 10% uginane jest we wszystkie pozostałe rzędy, przy czym wydajność dyfrakcyjna dwóch najsilniejszych ($s = \pm 3$) jest równa 4,0%. Na podstawie rysunku 3.4 możemy również stwierdzić, że dla $m > 5,7901$ rad nie otrzymamy pięciu lub większej liczby ognisk, w których skupiałyby się fale ugięte w rzędy dyfrakcyjne o takich samych lub zbliżonych wydajnościach dyfrakcyjnych, co dowodzi prawdziwości drugiej tezy pracy.

3.2 Wyniki obliczeń numerycznych PSF_a dla soczewki hybrydowej, której element dyfrakcyjny jest zmodyfikowaną soczewką Fresnela

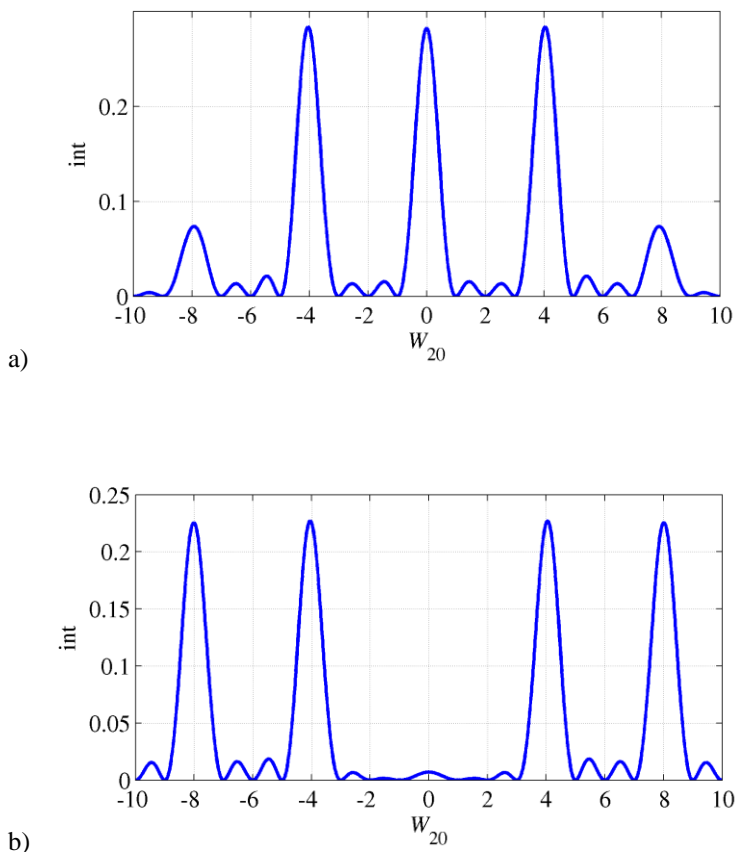
Szczególne wartości głębokości modulacji fazowej $m = 3,6449$ rad oraz $m = 5,7901$ rad wyznaczyłem w ramach modelu teoretycznego, którego istotnym elementem jest przybliżenie dokonane w wyrażeniu (2.10). W celu weryfikacji poprawności przybliżonego modelu obliczę numerycznie PSF_a zmodyfikowanej soczewki Fresnela posługując się dokładnym wyrażeniem całkowym otrzymanym przez podstawienie (3.3) do (2.8):

$$\text{PSF}_a(W_{20}; f, N) = \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \int_0^1 \exp \left[-i \frac{m}{2} \text{sawtooth} \left(2\pi n q, \frac{1}{2} \right) \right] \exp[-2\pi i W_{20} q] dq \right|^2, \quad (3.7)$$

przy czym wybrane wartości parametru m będą pochodziły z modelu przybliżonego. Jeżeli uzyskam przewidywaną liczbę ognisk dyfrakcyjnych, takich, że prawie cała energia wiązki przechodzącej przez soczewkę hybrydową będzie rozdzielona równomiernie pomiędzy te ogniska, to będzie to świadczyło o poprawności modelu. W obliczeniach czynnik stojący przed całką w (3.7) zostanie pominięty. Dzięki temu ewentualną nierównomierność w rozdziale energii pomiędzy użyteczne ogniska, polegającą na ugięciu większej części energii świetlnej w maksima dyfrakcyjne leżące bliżej soczewki, będziemy musieli zinterpretować jako konsekwencje niedokładności przybliżonego modelu, a nie jako wystąpienie efektu *focal shift*.

Do obliczeń przyjąłem, że soczewka ma cztery strefy dyfrakcyjne ($n = 4$). Opóźnienie fazowe wprowadzane przez taką soczewkę (i jednocześnie jej profil) pokazano na rys. 3.3. Jest to przypadek niekorzystny z punktu widzenia poprawności przybliżenia (2.10), albowiem przybliżenie to jest spełnione tym lepiej im większe jest n . Taki wybór liczby stref ma nie tylko walor testu dla przybliżenia (2.10) lecz ma także znaczenie praktyczne, albowiem przy dużych wartościach oświetlenia żrenica osoby z wszczepioną IOL maleje i efektywnie wykorzystywana jest jedynie część centralna soczewki zawierająca kilka stref dyfrakcyjnych.

Wykresy PSF_a zmodyfikowanej czterostrefowej soczewki Fresnela, obliczone według wzoru (3.7) (z dokładnością do czynnika opisującego *focal shift*) przedstawione są na rysunkach 3.5a dla $m = 3,6449$ rad i na 3.5b dla $m = 5,7901$ rad. Widzimy, że wartości głębokości modulacji m wyznaczone na podstawie przybliżonego modelu są wartościami wyznaczonymi prawidłowo. Potwierdziło się bowiem, że dla soczewki trójogniskowej, tj. dla $m = 3,6449$ rad, wydajności dyfrakcyjne $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_0(m)|^2$. Z kolei dla soczewki czteroogniskowej, tj. dla $m = 5,7901$ rad, $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_2(m)|^2 = |c_{-2}(m)|^2$.



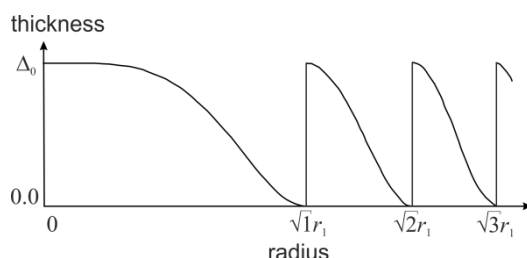
Rysunek 3.5 Teoretyczny osiowy rozkład natężenia w obrazie punktu utworzonym przez czterostrefową hybrydową IOL, której komponent dyfrakcyjny jest zmodyfikowaną soczewką Fresnela (z dokładnością do czynnika opisującego efekt *focal shift*); a) dla soczewki trójogniskowej ($m = 3,6449$ rad); b) dla soczewki czteroogniskowej ($m = 5,7901$ rad).

Trójogniskową soczewkę dyfrakcyjną o jednakowych wydajnościach w trzech najniższych rzędach dyfrakcyjnych zaproponował w roku 2005 Valle et al. [84]. Była to soczewka o profilu sinusoidalnym o głębokości modulacji fazy $m = 0,913 \pi$ rad. Model ten nie został wykorzystany w produkcji IOL. Stanowi on szczególny przypadek modeli soczewek dyfrakcyjnych będących przedmiotem analizy w rozdziale 4. rozprawy.

Rozdział 4

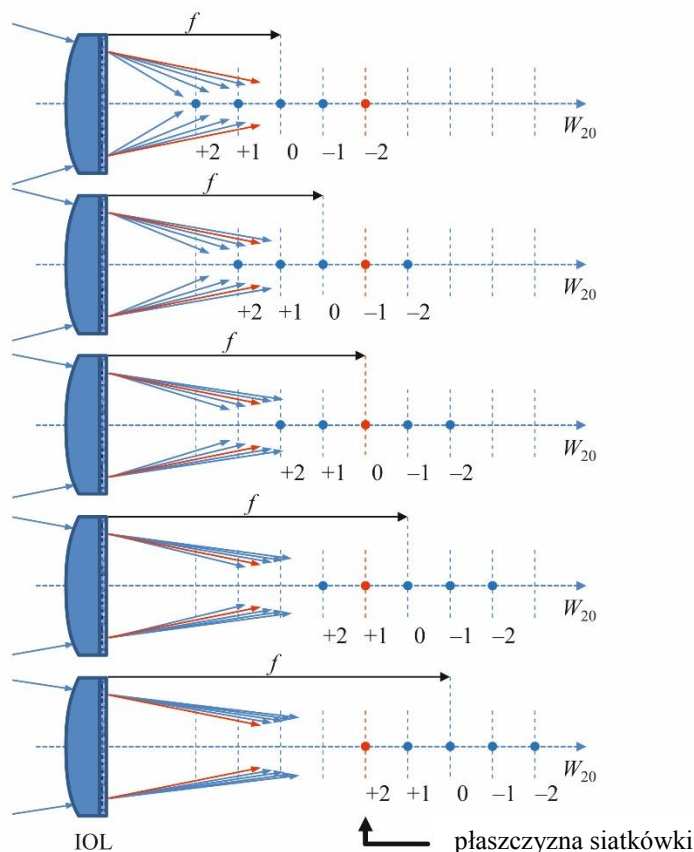
4.1 Koncepcja wieloogniskowej IOL z reliefem sinusoidalnym o dużej głębokości modulacji fazowej

W tym rozdziale proponuję model soczewki dyfrakcyjnej będącej fazową sinusoidalną płytką ogniskującą, wprowadzającą duże opóźnienie fazowe ($m > \pi$ rad) do przechodzącej przez nią fali świetlnej. Mam tu na myśli profil sinusoidalny w zakresie pełnego okresu sinusa, gdyż w literaturze przedmiotu opisany jest też sinusoidalny profil półokresowy (cosine-step phase plate) pokazany na rysunku 4.1 [85].



Rysunek 4.1 Półokresowy sinusoidalny profil reliefu fazowego soczewki dyfrakcyjnej [85].

Opisany w poprzednich rozdziałach model teoretyczny pozwala na szczegółowy opis obrazowania przez wieloogniskową soczewkę hybrydową z symetrycznym profilem reliefu dyfrakcyjnego w przestrzeni q . Najprostszy przypadek, tj. przypadek soczewki trójogniskowej i jednego wybranego położenia przedmiotu punktowego, został już pokazany na rysunku 3.1b. Na rysunku 4.2 przedstawiam koncepcję działania soczewki pięcioogniskowej z uwzględnieniem zmieniającej się odległości świecącego przedmiotu punktowego od oka. Na rysunku tym soczewka hybrydowa składa się z płasko-wypukłej soczewki refrakcyjnej i soczewki dyfrakcyjnej naniesionej na tylną płaską powierzchnię soczewki refrakcyjnej. W ustalonej odległości od soczewki znajduje się siatkówka, na której powinien powstawać ostry obraz przedmiotów tworzony przez rogówkę i soczewkę hybrydową.



Rysunek 4.2 Wiązka promieni emitowanych przez osiowy punkt przedmiotowy i załamanych na filmie łzowym i rogówce ulega dyfrakcji na hybrydowej wieloogniskowej soczewce wewnątrzgałkowej. Na skutek dyfrakcji powstaje pięć współosiowych wiązek, zbiegających się do pięciu różnych ognisk. Numery $0, \pm 1, \pm 2$ oznaczają ogniska, w których promienie odpowiednich rzędów dyfrakcyjnych ulegają skupieniu, f jest odległością od soczewki do ogniska zerowego rzędu dyfrakcyjnego dla danej odległości przedmiotu od oka. Oś optyczna wyskalowana jest w jednostkach W_{20} , dlatego odległości pomiędzy ogniskami są stałe.

Wiązka światła wyemitowana z przedmiotu punktowego, znajdującego się w przestrzeni przedmiotowej w odległości nieskończonej od oka, a więc posiadająca w płaszczyźnie stycznnej do wierzchołka rogówki zerową wergencję ulega załamaniu na filmie łzowym i rogówce. Następnie, po załamaniu na przedniej powierzchni soczewki refrakcyjnej, ulega dyfrakcji w taki sposób, że położenie ogniska dyfrakcyjnego -2 . rzędu pokrywa się z płaszczyzną siatkówki.

Gdy przedmiot zbliża się do oka, poprzez odległości pośrednie aż do odległości bliskich (np. odległość do półki sklepowej, telewizora, książki, nawlekanej igły itp.), maleje algebraiczna wartość wergencji wiązki padającej na soczewkę i ogniska oddalają się coraz bardziej od soczewki w taki sposób, że ogniska dyfrakcyjne $-1.$, $0.$, $+1.$ oraz $+2.$ rzędu pojawiają się kolejno w płaszczyźnie siatkówki.

Przedstawiony powyżej opis dotyczy modelu idealnego. Istotnym wyzwaniem jest znalezienie takich parametrów struktury dyfrakcyjnej, przy których światło będzie skupiane w ogniskach niskich rzędów z podobną wydajnością dyfrakcyjną. W dalszym ciągu pokażę, że podobnie jak w przypadku poprzednich modeli soczewek, wydajność ta może być kontrolowana w szerokim zakresie poprzez właściwy dobór głębokości modulacji fazowej wprowadzanej przez soczewkę dyfrakcyjną.

4.2 Obliczenia osiowej funkcji rozmycia punktu soczewki hybrydowej z sinusoidalną soczewką dyfrakcyjną

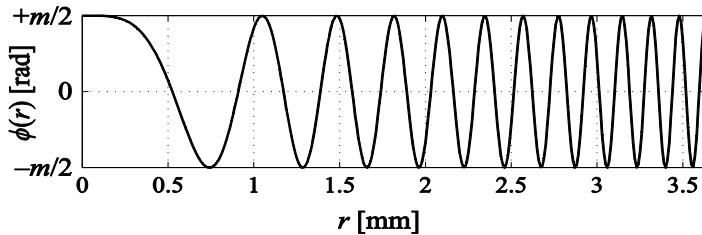
Dla świeącego przedmiotu punkowego położonego na osi, amplituda pola tuż za soczewką hybrydową z sinusoidalną soczewką dyfrakcyjną jest równa:

$$\begin{aligned} U'(r) &= \frac{\text{circ}(r/R)}{f} \exp\left[\frac{-ik}{2f} r^2\right] \exp[i\phi(r)] \\ &= \frac{\text{circ}(r/R)}{f} \exp\left[\frac{-ik}{2f} r^2\right] \exp\left\{\frac{im}{2} \cos\left[2\pi n \left(\frac{r}{R}\right)^2\right]\right\}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Opóźnienie fazowe wprowadzane przez soczewkę

$$\phi(r) = \frac{m}{2} \cos\left[2\pi n \left(\frac{r}{R}\right)^2\right], \quad (4.2)$$

zostało wykreślone w funkcji promienia r na rysunku 4.3.



Rysunek 4.3 Opóźnienie fazowe, $\phi(r)$, wprowadzane przez 12-strefową soczewkę dyfrakcyjną o promieniu R równym 3,63 mm.

Osiową funkcję rozmycia punktu, PSF_a , możemy wyznaczyć wstawiając (4.2) do (2.9):

$$\begin{aligned} \text{PSF}_a(W_{20}; f, n, m, N) = & \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \\ & \times \left| \left[\exp(-\pi i W_{20}) \text{sinc } W_{20} \right] \otimes \Im \left\{ \exp \left[\frac{im}{2} \cos(2n\pi q) \right] \right\} \right|^2. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Transformata Fouriera po prawej stronie powyższego splotu może być obliczona za pomocą rozwinięcia Jacobi-Angera [86]

$$\exp(i\beta \cos \theta) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s(\beta) \exp(is\theta), \quad (4.4)$$

które jest w istocie rozwinięciem splatanej funkcji na zespolony szereg Fouriera. Wykorzystując (4.4) w (4.3) możemy napisać

$$\begin{aligned} \text{PSF}_a(W_{20}; f, n, m, N) = & \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \\ & \times \left| \left[\exp(-\pi i W_{20}) \text{sinc } W_{20} \otimes \Im \left(\sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) \exp[2\pi i s(nq)] \right) \right] \right|^2 \\ = & \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \left[\exp(-\pi i W_{20}) \text{sinc } W_{20} \otimes \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) \delta(W_{20} - sn) \right] \right|^2 \\ = & \left| \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \left[\sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s \exp[-\pi i (W_{20} - sn)] J_s \left(\frac{m}{2} \right) \text{sinc}(W_{20} - sn) \right] \right|^2 \\ \approx & \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s^2 \left(\frac{m}{2} \right) \text{sinc}^2(W_{20} - sn). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Porównując wyrażenia (2.10) i (4.5) widzimy, że wydajność dyfrakcyjna w rzędzie s sinusoidalnej soczewki dyfrakcyjnej:

$$|c_s(m)|^2 = J_s^2 \left(\frac{m}{2} \right). \quad (4.6)$$

Wielkości $|c_s|^2$ dane wzorem (4.6) są dobrze określonymi wydajnościami dyfrakcyjnymi, gdyż dla dowolnego m [87]

$$\sum_{s=-\infty}^{\infty} |c_s(m)|^2 = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s^2\left(\frac{m}{2}\right) = 1. \quad (4.7)$$

Dyfrakcyjna soczewka sinusoidalna, podobnie jak zmodyfikowana soczewka Fresnela, nie jest strukturą dyfrakcyjną typu echellette, gdyż jej wydajności dyfrakcyjne w rzędach dodatnich i w odpowiadających im rzędach ujemnych są równe, albowiem [88]

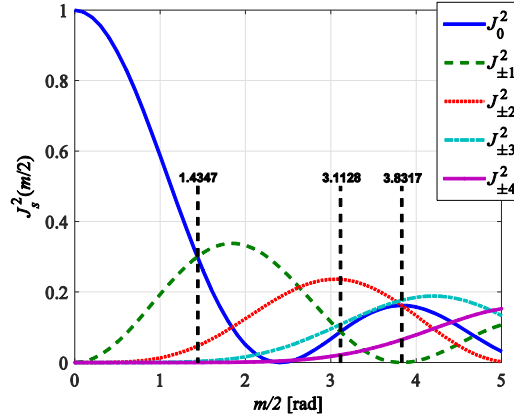
$$J_{-s}^2\left(\frac{m}{2}\right) = \left[(-1)^s J_s\left(\frac{m}{2}\right)\right]^2 = J_s^2\left(\frac{m}{2}\right). \quad (4.8)$$

Wynik (4.5) jest z dokładnością do czynnika $(N - 2W_{20})$ taki sam, jak ten opisujący ugięcie na sinusoidalnej fazowej siatce dyfrakcyjnej [71]. Występowanie w (4.5) czynnika $(N - 2W_{20})$ powoduje, że dla liczb Fresnela N na tyle małych, że nie można zaniedbać składnika $2W_{20}$, maksima dyfrakcyjne w ogniskach odpowiadających dodatnim rzędom dyfrakcyjnym, znajdującym się na ujemnej półosi W_{20} , są silniejsze od odpowiadających im maksimów dyfrakcyjnych rzędów ujemnych, znajdujących się na półosi dodatniej W_{20} .

Na rysunku 4.4 przedstawiono wykresy funkcji Bessela $J_s^2(m/2)$ dla rzędów dyfrakcyjnych $s = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ oraz ± 4 . Z wykresu tego widać, że nie można znaleźć takiej głębokości modulacji fazy $m/2$, dla której $J_0^2(m/2) \approx J_{\pm 1}^2(m/2) \approx J_{\pm 2}^2(m/2) \approx J_{\pm 3}^2(m/2)$. Świadczy to o tym, że nie jest możliwe wyprodukowanie soczewki dyfrakcyjnej siedmioogniskowej, w której ogniska będą charakteryzowały się taką samą wydajnością dyfrakcyjną. Jeżeli jednak w stosunku do dwóch z siedmiu rzędów dyfrakcyjnych, złagodzimy warunek równości wydajności dyfrakcyjnych, to z rysunku 4.4 wynika, że można w prosty sposób znaleźć taką wartość głębokości modulacji fazy $m/2$, dla której $J_0^2(m/2) \approx J_{\pm 1}^2(m/2) \approx 0,4 J_{\pm 2}^2(m/2) \approx J_{\pm 3}^2(m/2)$. Sytuacja ta ma miejsce, gdy m przyjmuje wartość równą 6,2256 rad i wówczas będziemy mieli do czynienia z soczewką siedmioogniskową, w której ogniska ± 2 . rzędu będą skupiały 2,5 raza więcej energii od każdego z pięciu pozostałych. Dla tej głębokości modulacji $(J_0^2 + 2J_1^2 + 2J_2^2 + 2J_3^2)(3.1128) = 0,95$, co oznacza, że 95% energii światła przechodzącego przez hybrydową IOL ulega dyfrakcji w siedem użytecznych ognisk.

Na rysunku 4.4 zaznaczono również drugą interesującą wartość głębokości modulacji: $m = 7,6634$ rad. Dla tej wartości m $J_{\pm 1}^2(m/2) = 0$ oraz $J_0^2(m/2) \approx J_{\pm 2}^2(m/2) \approx J_{\pm 3}^2(m/2) \approx 2,5 J_{\pm 4}^2(m/2)$. Wówczas soczewka hybrydowa będzie posiadała siedem ognisk, a ogniska ± 4 rzędu charakteryzować się będą około dwukrotnie mniejszą wydajnością dyfrakcyjną od ognisk rzędu 0., ± 2 . oraz ± 3 . Można policzyć, że dla głębokości modulacji $m/2 = 3,8317$ rad $(J_0^2 + 2J_2^2 + 2J_3^2 + 2J_4^2)(3,8317) = 0,97$, co świadczy o tym, że 97% energii światła przechodzącego przez soczewkę ulega dyfrakcji w siedem zaprojektowanych ognisk.

Dyfrakcyjne soczewki wewnątrzgałkowe wykonuje się z materiałów o współczynniku załamania światła równym około 1,46. Współczynnik załamania ciała szklanego wynosi 1,336, zatem dla osiągnięcia pożądanej głębokości modulacji $m = 7,6634$ rad, maksymalna topograficzna wysokość reliefu dyfrakcyjnego powinna wynosić około $5,41 \mu\text{m}$.



Rysunek 4.4 Wydajność dyfrakcyjna dla dyfrakcji rzędu $s = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ oraz ± 4 w funkcji głębokości modulacji $m/2$ (wzór 3.11). Wartości $m/2$ równe 3,1128 rad oraz 3,8317 rad zostały wybrane jako głębokość modulacji fazy w dwóch modelach siedmioogniskowej soczewki hybrydowej. Wartość $m/2 = 1,4347$ rad, dla której $J_0^2(m/2) = J_{+1}^2(m/2) = J_{-1}^2(m/2)$ wykorzystał Valle et al. w projekcie soczewki trójogniskowej [84].

Warto podkreślić, że wrażenie jasności nie jest proporcjonalne do natężenia światła, bowiem zgodnie z potęgowym prawem Stevensa, intensywność odczuwanego wrażenia zmysłowego jest wprost proporcjonalna do wielkości bodźca, podniesionej do potęgi a [89]. Wykładnik potęgowy a , zwany wykładnikiem Stevensa, przyjmuje różne wartości dla różnych bodźców zmysłowych. Dla jasności (ang. *brightness*) źródła punktowego jest on równy 0,5. Wzrokowa funkcja rozmycia punktu (ang. *visual Point Spread Function*, VPSF), która bierze pod uwagę odpowiednią relację między wrażeniem jasności i natężeniem światła, dokładniej charakteryzuje właściwości soczewek wewnątrzgałkowych pod względem jakości obrazu siatkówkowego przekładającej się następnie na jakość zobrazowania generowanego przez mózg. W związku z tym przyjmę, że osiowa i poprzeczna VPSF równa jest dodatniemu pierwiastkowi kwadratowemu z odpowiednich PSF.

4.3 Poprzeczna funkcja rozmycia punktu (PSF_I) wielogniskowej soczewki hybrydowej

Aby znaleźć poprzeczną funkcję rozmycia punktu obliczę 3-D PSF w płaszczyznach prostopadłych do osi W_{20} , przechodzących przez ogniska, tj. dla $W_{20} = tn$ ($t = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4$). Korzystając z równania (2.7) oraz z definicji liczby Fresnela N można pokazać, że

$$\frac{R}{\lambda(z+f)} = \frac{(N - 2W_{20})}{R}. \quad (4.9)$$

Wstawiając równania (4.2) oraz (4.9) do równania (2.5) otrzymujemy

$$U(\rho, W_{20}; f, n, m, N) = \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \times \int_0^1 \exp\left\{\frac{im}{2} \cos(2n\pi q)\right\} \exp[-i2\pi W_{20} q] J_0\left[2\pi \frac{(N - 2W_{20})\rho}{R} \sqrt{q}\right] dq. \quad (4.10)$$

Zatem dla $W_{20} = tn$ dostajemy wzór na poprzeczną funkcję rozmycia punktu (PSF_I):

$$\text{PSF}_I(\rho, tn; f, n, m, N) = |U(\rho, W_{20} = tn; f, n, m, N)|^2 = \left(\frac{\pi(N - 2tn)}{f}\right)^2 \times \left|\int_0^1 \exp\left\{\frac{im}{2} \cos(2n\pi q)\right\} \exp[-i2\pi tnq] J_0\left[2\pi \frac{(N - 2tn)\rho}{R} \sqrt{q}\right] dq\right|^2. \quad (4.11)$$

Powyższy wzór jest wygodny do numerycznych obliczeń poprzecznej funkcji rozmycia punktu. W celu uzyskania niecałkowego rozwiązania analogicznego do (4.5) zdefiniujmy bezwymiarową współrzędną radialną

$$\nu \equiv 2\pi \frac{(N - 2W_{20})}{R} \rho, \quad (4.12)$$

która jest często wykorzystywaną tzw. optyczną współrzędną radialną [90], współlistniejącą ze współrzędną osiową W_{20} . Dla danego W_{20} odwzorowanie $\rho \rightarrow \nu$ jest liniowe. Podstawienie rozwinięcia Jacobi-Angera i równania (4.12) do wzoru (4.11) daje

$$\begin{aligned}
U(v, W_{20}; f, n, m, N) &= \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \\
&\times \int_0^1 \left(\sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) \exp[2\pi i s(nq)] \right) \exp[-i2\pi W_{20} q] J_0(v\sqrt{q}) dq \\
&= \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) \int_0^1 \exp[-2\pi(W_{20} - sn)q] J_0(v\sqrt{q}) dq \\
&= \frac{2\pi(N - 2W_{20})}{f} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) \int_0^1 \exp[-2\pi(W_{20} - sn)\zeta^2] \zeta J_0(v\zeta) d\zeta \\
&= \frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) [C(W_{20} - sn, v) - iS(W_{20} - sn, v)]
\end{aligned} \tag{4.13}$$

Część rzeczywista $C(W_{20}, v)$, oraz część urojona $S(W_{20}, v)$ całki po ζ (całka dyfrakcyjna Lommela) może być obliczona za pomocą funkcji Lommela. Funkcje te zdefiniowane są jako odpowiednie nieskończone szeregi funkcji Bessela pierwszego rodzaju [76]. Dla $N \gg 2|W_{20}|$ równanie (4.13) jest szczególnym przypadkiem osiowego twierdzenia o próbkowaniu. Widzimy, że amplituda U w dowolnym punkcie (v, W_{20}) jest obliczana na podstawie nieskończonej liczby próbek osiowych $\pi N i^s J_s(m/2)/f$ amplitudy pola U w punktach $W_{20} = sn$ i funkcji interpolującej $C(W_{20}, v) - iS(W_{20}, v)$ centrowanej w tych punktach [90], [91]. Dla $W_{20} = tn$ otrzymujemy

$$\begin{aligned}
\text{PSF}_1(v, W_{20} = tn; f, n, m, N) &= \left(\frac{\pi(N - 2tn)}{f} \right)^2 \\
&\times \left| \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) [C(tn - sn, v) - iS(tn - sn, v)] \right|^2.
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Powyższy wzór przedstawia formalne rozwiązanie zagadnienia poprzecznej funkcji rozmycia punktu (PSF₁) w płaszczyznach obrazowych hybrydowej wieloogniskowej IOL z sinusoidalnym profilem reliefu dyfrakcyjnego. Postać nieskończonego szeregu (4.14) jest niewygodna do obliczenia PSF₁, dlatego też w dalszej części rozprawy przy obliczaniu PSF₁ będę korzystał z jej postaci całkowej (4.11). Użyteczność równania (4.14) polega jednak na tym, że pozwala ono podać właściwą interpretację fizyczną wyników przeprowadzanych obliczeń. Jeżeli n jest odpowiednio duże to możemy (4.14) przekształcić następująco:

$$\begin{aligned}
\text{PSF}(v, W_{20}; f, n, m, N) &= \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \left| \sum_{s=-\infty}^{\infty} i^s J_s \left(\frac{m}{2} \right) [C(W_{20} - sn, v) - iS(W_{20} - sn, v)] \right|^2 \\
&\approx \left(\frac{\pi(N - 2W_{20})}{f} \right)^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s^2 \left(\frac{m}{2} \right) |C(W_{20} - sn, v) - iS(W_{20} - sn, v)|^2.
\end{aligned} \tag{4.15}$$

49

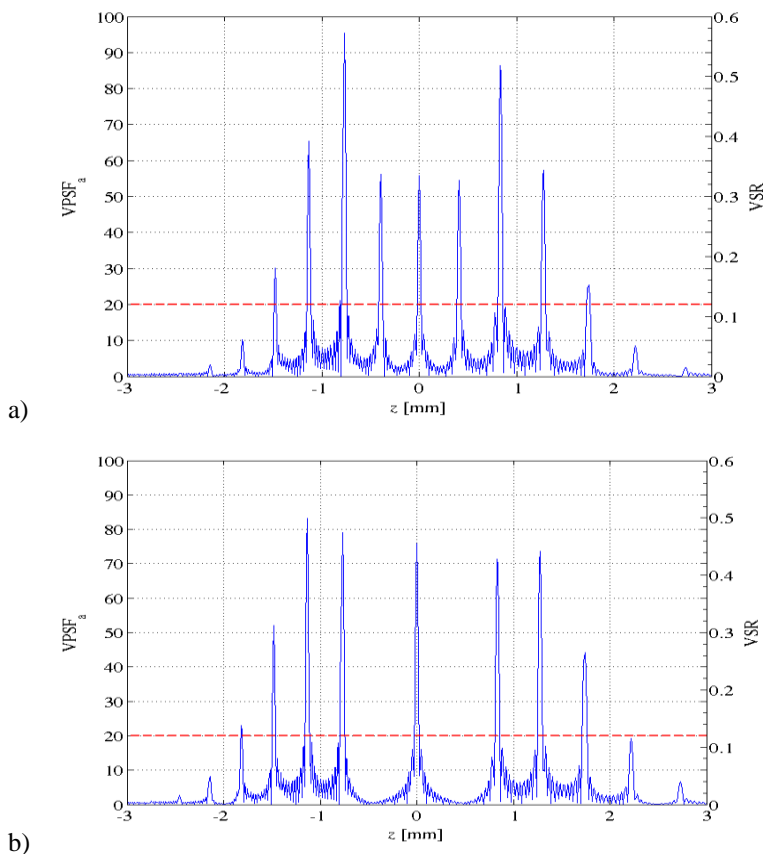
4.4 Wyniki symulacji numerycznej

Przy obliczaniu wzrokowej funkcji rozmycia punktu (VPSF), zaproponowanej w niniejszej rozprawie siedmioogniskowej hybrydowej soczewki wewnątrzgałkowej, przyjęto następujące wielkości: długość fali świetlnej w powietrzu $\lambda = 550$ nm, liczba stref w soczewce $n = 12$, moc soczewki dyfrakcyjnej pierwszego rzędu jest równa +1 dioptrii (zatem promień soczewki dyfrakcyjnej R wynosi $(12 \times 1,1)^{1/2}$ mm = 3,63 mm), zbieżność wiązki światła po przejściu przez komponent refrakcyjny hybrydowej soczewki wynosi +50 dioptrii (zatem ogniskowa w powietrzu $f = 20$ mm, a liczba Fresnela $N = 1200$).

Obliczenia przeprowadzono dla propagacji w powietrzu, gdyż uwzględnienie współczynników załamania mediów oka wymaga jedynie przeskalowania skali odległości. Wynika to stąd, że moce soczewki dyfrakcyjnej w poszczególnych rzędach zdefiniowane są w pełni przez wielkość promienia pierwszej strefy, długość fali światła w powietrzu i numer rzędu, a zatem nie zależą od współczynnika załamania medium w którym umieszczono soczewkę. Obliczenia uwzględniające współczynnik załamania cieczy wodnistej i ciała szklistego przedstawie w podrozdziale 4.5, w którym obliczam odległości płaszczyzn przedmiotowych skoniugowanych z siatkówką, wykorzystując do tego celu schematyczny model oka Gullstranda-Emsley'a.

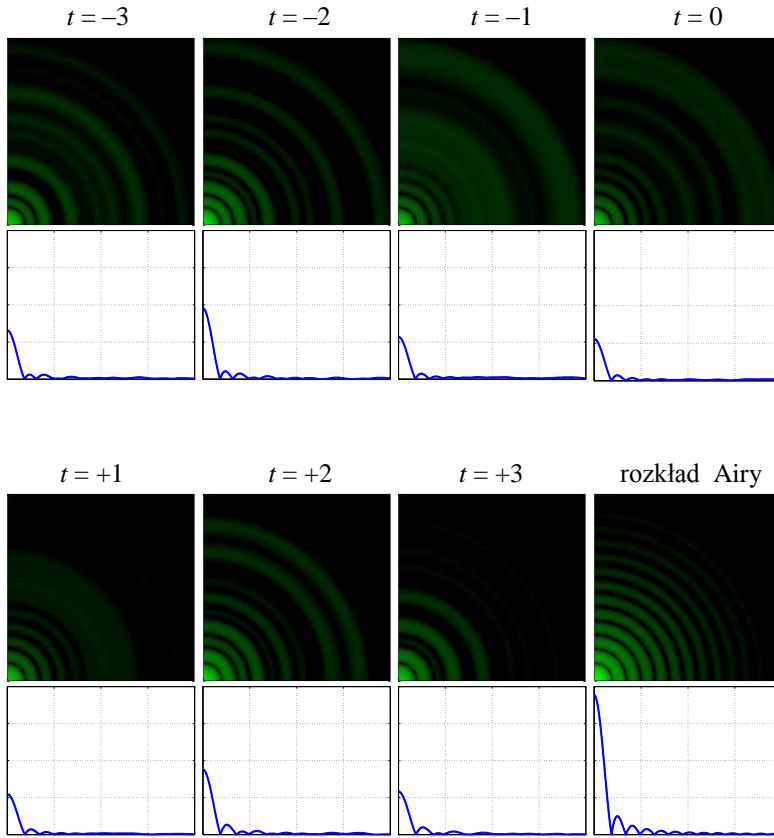
Przebieg VPSF_a dla powyższych wartości λ , n , N , R i głębokości modulacji $m/2 = 3,1128$ rad, obliczonej ze wzoru (2.8) za pomocą programu MATLAB, pokazano na rysunku 4.6a. Zgodnie z oczekiwaniem bazującym na wynikach obliczeń zilustrowanych na rysunku 4.4, ogniska rzędu ± 2 . charakteryzują się największą wydajnością dyfrakcyjną. Osiową VPSF dla głębokości modulacji $m/2 = 3,8317$ rad pokazano na rysunku 4.6b. Jak widać na tym wykresie, energia ugiętego światła jest równomiernie podzielona pomiędzy silnymi ogniskami rzędów 0, ± 2 oraz ± 3 , podczas gdy mniejsze ilości światła skupiane są w ogniskach rzędu ± 4 .

Rysunki 4.6 pokazują jednocześnie osiowy rozkład wzrokowego ułamka Strehla (*through-focus visual Strehl ratio* – VSR). Widzimy, że dla siedmiu użytecznych ognisk obrazowych VSR znajduje się powyżej wartości 0,24. Jest to stosunkowo wysoka wartość VSR, gdyż za dolną granicę akceptowalnej wartości tego ułamka, będącego miarą jakości obrazu siatkówkowego, przyjmuje się VSR = 0,12 [63].



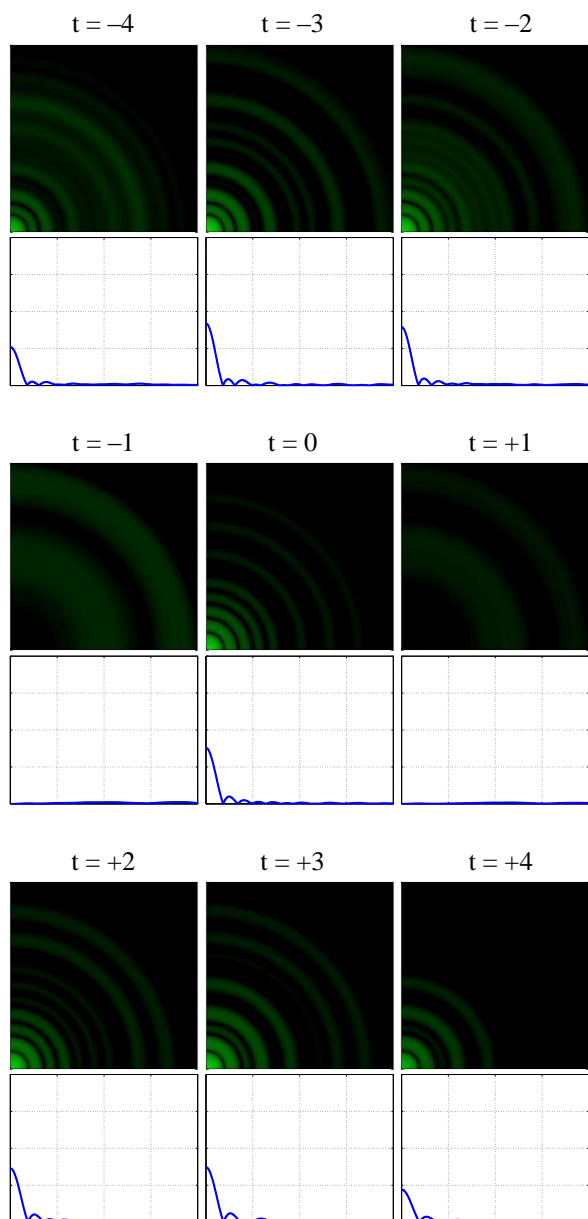
Rysunek 4.6 Teoretyczna wzrokowa osiowa funkcja rozmycia punktu (VPSF_a) oraz osiowy rozkład wzrokowego ułamka Strehla (VSR) hybrydowej siedmioogniskowej soczewki wewnątrzgałkowej dla osiowego punktowego przedmiotu, obliczona wzdłuż rzeczywistej odległości z , dla sinusoidalnego reliefu dyfrakcyjnego o głębokości modulacji: a) $m/2 = 3,1128$ rad, b) $m/2 = 3,8317$ rad.

Poprzeczną wzrokową funkcję rozmycia punktu (VPSF_t) policzyłem na podstawie wzoru (4.11). Uzyskane wyniki dla głębokości modulacji sinusoidalnego reliefu dyfrakcyjnego $m/2 = 3,1128$ rad i ognisk rzędów dyfrakcyjnych $t = 0, \pm 1, \pm 2$ oraz ± 3 przedstawiłem na rysunku 4.7. Na rysunku tym umieściłem też obraz odniesienia, tj. rozkład natężenia w obrazie punktu osiowego wytworzony przez kołową, dyfrakcyjnie ograniczoną soczewkę refrakcyjną (rozkład Airy). Również ten rozkład natężenia obliczyłem ze wzoru (4.11), w którym położyłem $m/2 = 0$ oraz $t = 0$.



Rysunek 4.7 Teoretyczna wzrokowa funkcja rozmycia punktu (VPSF₁) dla głębokości modulacji fazy $m/2 = 3,1128$ rad i rozogniskowania $W_{20} = nt$ (gdzie $t = 0; \pm 1; \pm 2$ oraz ± 3). Ze względu na ograniczony zakres skali kolorów, obrazy przedstawione są w skali logarytmicznej (\log VPSF₁). Referencyjny obraz dyfrakcyjny dysku i pierścieni Airy obliczony jest za pomocą równania (4.11) dla $m/2 = 0$ rad oraz $t = 0$. Promień dysku Airy’ego $\rho = 1,85 \times 10^{-3}$ mm.

Poprzeczna wzrokowa funkcja rozmycia VPSF₁ dla głębokości modulacji $m/2 = 3,8317$ rad oraz $t = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ i ± 4 przedstawiona została na rysunku 4.8. Na rysunku tym widać, że dla $W_{20} = \pm n$ (tj. dla $t = \pm 1$) występują jedynie pierścienie halo, co wynika także z analizy rysunków 4.4 oraz 4.6b.



Rysunek 4.8 Teoretyczna poprzeczna wzrokowa funkcja rozmycia punktu (VPSFi) dla głębokości modulacji reliefu sinusoidalnego $m/2 = 3,8317$ rad i rozogniskowania $W_{20} = nt$ (gdzie $t = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ oraz ± 4). Obrazy przedstawiono w skali logarytmicznej, $\log(\text{VPSFi})$.

4.5 Ekwiwalent amplitudy akomodacji oka z wieloogniskową hybrydową IOL

Poprawnie wszczone hybrydowe soczewki wewnątrzgałkowe proponowane w niniejszej pracy, powinny zapewniać ostre widzenie pseudofakijnym okiem na siedem odległości (zakładam, że rogówka nie jest obciążona wadą astygmatyzmu, a jej ewentualny błąd refrakcji skorygowany jest odpowiednim doбором mocy części refrakcyjnej hybrydowej IOL). Najdalsza i najbliższa odległość ostrego widzenia może być utożsamiona, podobnie jak w oku fakijnym, z odległością punktu dali i punktu bliży. Dlatego oko ze sztuczną soczewką wieloogniskową może być scharakteryzowane amplitudą akomodacji, definiowaną jako różnica zbieżności między falami sferycznymi padającymi na rogówkę, emitowanymi z punktu dali i z punktu bliży. Tak zdefiniowana amplituda akomodacji jest równoważna amplitudzie akomodacji oka z soczewką naturalną. Dla odróżnienia amplitudy akomodacji oka pseudofakijnego, tj. z wszczepioną IOL, od amplitudy akomodacji oka fakijnego, tę pierwszą będę nazywać ekwiwalentem amplitudy akomodacji (EAA).

W celu obliczenia ekwiwalentu amplitudy akomodacji oka, zaopatrzonego w zaproponowaną w niniejszej rozprawie siedmioogniskową IOL, przyjąłem model oka teoretycznego Gullstranda-Emsley'a [92]. W modelu tym rogówkę symuluje pojedyncza powierzchnia łamiąca, a wartość współczynnika załamania soczewki jest taka sama w każdym jej punkcie (brak gradientu). Przyjmujemy, że soczewka ta zastąpiona jest cienką soczewką hybrydową, która znajduje się w odległości 5,75 mm od wierzchołka rogówki. Model Gullstranda-Emsley'a to jeden z teoretycznych modeli przyosiowych oka, zatem jego wybór koresponduje z wcześniejszym wyborem przybliżenia Fresnela dla propagacji światła i jest wystarczający do opisu oka z hybrydową IOL, której komponent refrakcyjny ma ten sam współczynnik załamania w całej objętości. Wszczepiona IOL dzieli oko Gullstranda-Emsley'a na dwa odcinki: przedni, w którym znajduje się ciecz wodnista o współczynniku załamania światła równym $4/3$, oraz tylny, w którym znajduje się ciało szkliste o współczynniku załamania światła równym $1,336$. Do scharakteryzowania hybrydowej wieloogniskowej soczewki wewnątrzgałkowej wprowadzono następujące wielkości: podstawowy przyrost mocy (PPM), δ , oraz całkowity zakres mocy (CZM), Δ . Podstawowy przyrost mocy definiowany jest jako różnica mocy między ogniskiem rzędu $s+1$ i rzędu s . Zgodnie z oznaczeniami jakie przyjąłem w pracy $\delta = 2n\lambda / R^2$. Całkowity zakres mocy określony jest jako różnica między najwyższą i najniższą mocą wieloogniskowej soczewki dyfrakcyjnej. W zaprezentowanym modelu hybrydowej IOL użyteczne są zarówno dodatnie jak i ujemne rzędy dyfrakcyjne, zatem $\Delta = 2t_{\max}\delta$, gdzie t_{\max} jest numerem ogniska najwyższego użytecznego rzędu dyfrakcyjnego.

Na początku policzyłem powyższe parametry dla soczewki hybrydowej z reliefem sinusoidalnym o głębokości modulacji równym $m/2 = 3,1128$ i względnej mocy

komponentu refrakcyjnego równej +23,75 dioptrii. Obliczenia przeprowadzono zgodnie z procedurą przedstawioną w pracy [84]. Wykorzystując metodę wstecznej propagacji zbieżności pokazałem, że opisana wyżej soczewka zapewnia ostre widzenie dla następujących odległości: $-\infty$, -1,45 m, -0,73 m, -0,49 m, -0,37 m, -0,29 m oraz -0,24 m, liczonych od szczytu rogówki. Znak minus wynika z konwencji znaków stosowanej w optyce oftalmicznej. Zgodnie z tą konwencją, długości odcinków mierzonych od powierzchni łamiących (lub od płaszczyzn głównych) w kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji światła są dodatnie, a w kierunku przeciwnym są ujemne. Pomijając niewielką odległość między rogówką a płaszczyzną główną przedmiotową oka, możemy obliczyć, że dla oka z wszczepioną sztuczną soczewką $EAA = (1/-\infty) + (1/-0,24) = 4,17$ dioptrii. Należy zauważyć, że zawsze $EAA \leq CZM$. Dla powyższych parametrów soczewki oraz wartości $t_{\max} = 3$ i $\delta = 1$ dioptrii, wartość Δ wynosi 6 dioptrii. Podobne obliczenia przeprowadziłem także dla hybrydowej soczewki wewnątrzgałkowej z amplitudą modulacji fazowej $m/2 = 3,8317$ rad i z mocą refrakcyjną równą +24,75 dioptrii. W tym wypadku $t_{\max} = 4$, stąd $\Delta = 8$ dioptrii. Za pomocą wstecznej propagacji wergencji policzyłem, że soczewka ta zapewnia ostre widzenie pacjentom w następujących odległościach liczonych od płaszczyzny rogówki: $-\infty$, -1,45 m, -0,73 m, -0,37 m, -0,24 m, -0,21 m i -0,18 m. Dla tej soczewki ekwiwalent amplitudy akomodacji $EAA = (1/-\infty) - (1/-0,18) = 5,56$ dioptrii.

Obliczone położenia obiektów w przestrzeni przedmiotowej ostro odwzorowanych na siatkówce odpowiadają potrzebom wzrokowym pacjentów. Najbliższa odległość odpowiada odległości czytania małego druku, np. ulotek lekarstw czy informacji o składnikach produktów spożywczych. Kolejna odległość (ok. 30–40 cm) to odległość czytania gazet, książek czy dokumentów. W nieco dalszej odległości (50–75 cm) ustawione są ekrany laptopów lub monitory komputerów stacjonarnych, a nieskończoność odpowiada np. typowej odległości obserwacji przy prowadzeniu samochodu lub odległości rozpoznawania numeru nadjeżdżającego tramwaju. Jak widać z przeprowadzonych symulacji, zaproponowana w niniejszej rozprawie wieloogniskowa soczewka wewnątrzgałkowa będzie mogła uniezależnić pacjentów od potrzeby stosowania okularów z różną mocą soczewek korekcyjnych do różnych czynności dnia codziennego.

Rozdział 5

Dyskusja wyników i wnioski

Przeprowadzone obliczenia i symulacje komputerowe w pełni potwierdziły prawdziwość trzech tez postawionych na wstępie. W dowodzeniu tez szczególnie przydatne okazały się wyprowadzone w pracy formuły analityczne opisujące wydajność dyfrakcyjną $|c_s(m)|^2$ w rzędzie dyfrakcyjnym s w zależności od amplitudy modulacji fazowej m , wprowadzanej przez dyfrakcyjny komponent hybrydowej IOL. Ponieważ jednym z założeń projektowych był równomierny rozkład energii pomiędzy ogniska wieloogniskowej IOL, występowanie punktów przecinania się pewnej liczby krzywych w rodzinie krzywych $|c_s(m)|^2$ oraz położenie tych punktów na wykresach (rysunki 2.6, 3.4 i 4.4) określało, dla danego modelu IOL, liczbę użytecznych ognisk i głębokość modulacji fazy konieczną do ich utworzenia.

Potwierdziła się też racjonalność zastosowanych przybliżeń przy obliczaniu rozkładu natężenia światła w obrazie osiowego punkowego przedmiotu, wytworzonym przez hybrydową wieloogniskową IOL, zarówno wzdłuż osi optycznej oka jak i w płaszczyźnie siatkówki.

5.1 Wykazanie prawdziwości tez rozprawy

Pierwsza teza pracy głosiła, że „dyfrakcyjne soczewki Fresnela, tworzące razem z soczewkami refrakcyjnymi hybrydowe IOL, mogą być co najwyżej dwuogniskowe”. Na rysunkach 2.6 a oraz b, zawierających wykresy krzywych $|c_s(m)|^2$ ($s = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3$), pokazano, że dla tego typu soczewek dyfrakcyjnych punkty przecięcia występują jedynie dla nieujemnych wartości indeksu (rzędu dyfrakcyjnego) s , przy czym na osi głębokości modulacji fazowej m brak jest punktów, w których dochodziłoby do przecięcia liczby krzywych większej od dwóch. Przecinają się krzywe o indeksach s i $s + 1$ w punktach $m = (2s+1)\pi$ rad, w których wydajności dyfrakcyjne w rzędach s i $s + 1$ są równe 40,5%, a wydajność w żadnym pozostałych rzędów nie przekracza 5%. Zatem pierwsza teza rozprawy okazała się prawdziwa.

Dokonując analogicznej analizy rysunku 3.4 pokazałem, że prawdziwa jest druga teza rozprawy, tj. że „hybrydowe IOL ze zmodyfikowanymi soczewkami Fresnela zaproponowanymi w tej pracy mogą być co najwyżej czteroogniskowe”. W tym wypadku należało dodatkowo zauważyć, że dla każdego niezerowego rzędu dyfrakcji s o określonej wydajności dyfrakcyjnej pojawia się też rząd dyfrakcyjny $-s$ o tej samej wydajności. Stąd mogłem zaprojektować proponowaną metodą soczewkę trójogni-

skową skupiającą światło w ogniskach rzędu zerowego, plus pierwszego i minus pierwszego (rysunek 3.5a) i soczewkę czteroogniskową skupiającą światło w ogniskach plus/minus pierwszego rzędu i plus/minus drugiego rzędu (rysunek 3.5b). W miarę jak wzrastają wartości m , pojawiają się kolejne punkty przecięcia dwóch (i tylko dwóch) krzywych $|c_s(m)|^2$, np. dla $s = \pm 2$ i ± 3 , lecz odpowiadające im czteroogniskowe soczewki dyfrakcyjne miałyby niższą wydajność dyfrakcyjną od tych zaproponowanych w pracy oraz byłyby technologicznie trudniejsze do wykonania, ze względu na konieczność uzyskania odpowiednio głębszego reliefu dyfrakcyjnego z zachowaniem jego parabolicznego profilu w każdej ze stref. Powyższe dowiodło prawdziwości drugiej tezy rozprawy. Warto zaznaczyć, że podział energii wiązki ugiętej pomiędzy użyteczne ogniska jest tu równomierny w ścisłym sensie, albowiem dla soczewki trójogniskowej, tj. dla $m = 3,6449$ rad, wydajności dyfrakcyjne $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_0(m)|^2$, a dla soczewki czteroogniskowej, tj. dla $m = 5,7901$ rad, $|c_1(m)|^2 = |c_{-1}(m)|^2 = |c_2(m)|^2 = |c_{-2}(m)|^2$.

Ten sam schemat dowodzenia, uzupełniony obliczeniami rozkładu natężenia światła w poprzecznej funkcji rozmycia punktu, zastosowałem przy dowodzeniu prawdziwości trzeciej tezy rozprawy stwierdzającej, że „ogniskujące dyfrakcyjne płytki fazowe o dużej głębokości reliefu sinusoidalnego pozwalają uzyskać wieloogniskowość o krotności większej od czterech i jednocześnie równomierny w przybliżeniu podział energii wiązki ugiętej pomiędzy użyteczne ogniska, a także zdolność rozdzielczą obrazowania porównywalną z obrazowaniem jednoogniskowym”. Analiza rysunku 4.4 pokazuje, że dla sinusoidalnego reliefu fazowego istnieją dwie wartości amplitudy modulacji fazy m , tj. $m = 6,2256$ rad oraz $m = 7,6634$ rad, dla których pięć rzędów dyfrakcyjnych charakteryzuje się zbliżonymi wartościami wydajności dyfrakcyjnej. Ponadto występują dwa rzędy dyfrakcyjne o wydajności około 2,5-krotnie większej niż pozostałe pięć (dla $m = 6,2256$ rad) i dwa rzędy dyfrakcyjne o wydajności około dwukrotnie mniejszej niż pozostałe pięć (dla $m = 7,6634$ rad). Taki rozrzut wydajności dyfrakcyjnych jest mniejszy od widocznego na rysunku 2.9 rozrzutu wydajności w widmie dyfrakcyjnym komercyjnie dostępnej soczewki trójogniskowej *Fine Vision* [53], [54]. Powyższe dowodzi prawdziwości pierwszej części tezy trzeciej rozprawy.

Obliczenia numeryczne trójwymiarowej funkcji rozmycia punktu pokazały, że rozkłady natężenia światła w ogniskach siedmioogniskowych IOL są dobrze zdefiniowane i są podobne do tych, które występują w soczewkach jednoogniskowych. Osiowy rozkład natężenia jest bowiem opisany funkcją $\text{sinc}^2(W_{20})$ (równanie 4.5). Natomiast poprzeczny rozkład natężenia w płaszczyźnie każdego z ognisk jest taki jak w obrazie dyfrakcji Fraunhofera na aperturze kołowej (dysk i pierścienie Airy’ego; równanie 4.15) z dodatkowymi pierścieniami utworzonymi przez światło rozchodzące się z pozostałych ognisk lub zbieżne do takich ognisk (rysunki 4.7 i 4.8). Te dodatkowe pierścienie tworzą słabe halo wokół znacznie silniejszych maksimów centralnych. Do uwidocznienia pierścieni halo na rysunkach 4.7 i 4.8 konieczne było posłużenie się skalą logarytmiczną. Na rysunkach tych widzimy również, że średnica dysków Airy’ego

w ogniskach wieloogniskowej IOL jest taka sama jak w ognisku soczewki jednoogniskowej o tej samej aperturze numerycznej. Poprzeczna zdolność rozdzielcza wynikająca z rozciągłości funkcji rozmycia punktu położonego na osi optycznej będzie też opisywać zdolność rozdzielczą w ograniczonym obszarze pozaosiowym, gdyż obrazowanie w obszarze o rozmiarach kątowych nieprzekraczających wartości granicznych dla przybliżenia Fresnela (równanie 2.1) jest obrazowaniem przestrzennie niezmienniczym [70]. Powyższym dowiodłem prawdziwości drugiej części trzeciej tezy rozprawy.

5.2 Zakres stosowalności użytych modeli teoretycznych

W rozprawie posłużyłem się dwoma rodzajami modeli teoretycznych. Pierwszy obejmował modele matematyczne, w których dokonałem odpowiednich przybliżeń rachunkowych, pozwalających uzyskać poszukiwane zależności w formie analitycznej. Drugi rodzaj obejmował modele teoretyczne rzeczywistych elementów i układów optycznych.

Propagację światła pomiędzy IOL a płaszczyzną obserwacji, w szczególności płaszczyzną siatkówki, opisywałem przybliżeniem dyfrakcyjnym Fresnela (równanie 2.1). Jest to przybliżenie, w którym całkową postać zasady Huygensa-Fresnela zastępujemy całką fresnelowską [71]

$$U(x, y; z) = \frac{z'}{i\lambda} \iint_{\Sigma} U(\xi, \eta) \frac{\exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} r_{01}\right)}{r_{01}^2} d\xi d\eta \quad (5.1)$$

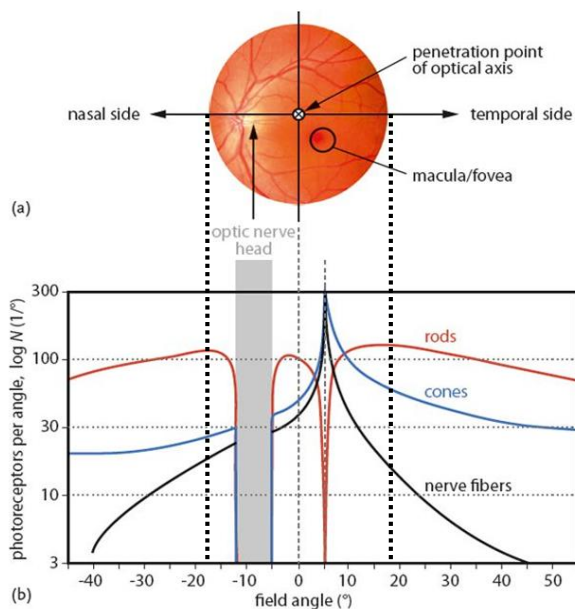
$$\approx \frac{\exp\left(\frac{2\pi i}{\lambda} z'\right)}{i\lambda z'} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(\xi, \eta) \exp\left\{\frac{\pi i}{\lambda z'} \left[(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2\right]\right\} d\xi d\eta.$$

Przybliżenie w wyrażeniu (5.1) otrzymujemy zastępując długość odcinka r_{01} , łączącego punkt obserwacji $P_0(x, y, z)$ z bieżącym punktem całkowania $P(\xi, \eta; z = 0)$, jej przybliżoną wartością

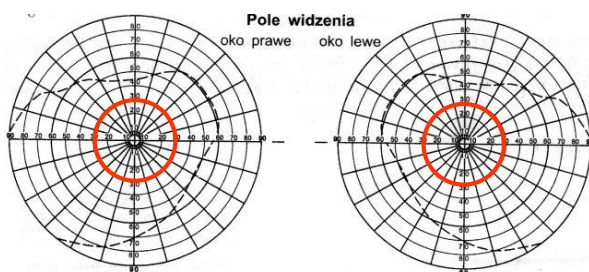
$$r_{01} = z' \sqrt{1 + \left(\frac{x-\xi}{z'}\right)^2 + \left(\frac{y-\eta}{z'}\right)^2} \approx z' \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{x-\xi}{z'}\right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y-\eta}{z'}\right)^2 \right]. \quad (5.2)$$

Przybliżenie (5.1) jest przybliżeniem małych kątów i pełni w optyce falowej tę samą rolę co przybliżenie przyosiowe w optyce geometrycznej. Przyjmując za [71] wartość graniczną kąta pomiędzy prostą równoległą do osi optycznej i przecinającą płaszczyznę (ξ, η) w punkcie P_1 i odcinkiem r_{01} jako równą 25° możemy pokazać, że (5.1) dobrze opisuje obrazowanie przedmiotów znajdujących się w polu widzenia o rozmiarach kątowych około $\pm 30^\circ$, tj. mieszczącym się w obszarze siatkówki prawie dwukrotnie większym od tego który widzimy na rysunku 5.1, na którym zaznaczono też

położenia tarczy nerwu wzrokowego i plamki żółtej. Jaką część całego pola widzenia stanowi obszar, którego obraz siatkówkowy powstaje zgodnie modelem dyfrakcji Fresnela pokazano na rysunku 5.2. Jest to obszar nazywany czasami obszarem widzenia centralnego lub dokładnego.



Rysunek 5.1 Odwzorowanie na siatkówce wielkości pola widzenia wyrażonego w stopniach. Na rysunku zaznaczono również logarytm z kątowej gęstości czopków, pręcików i zakończeń nerwowych [93].



Rysunek 5.2 Pole widzenia prawego i lewego oka człowieka (linia przerywana) [94]. Pola ograniczone czerwonymi okręgami to pola, w których do opisu obrazu siatkówkowego wytwarzanego przez hybrydową IOL możemy użyć przybliżenia Fresnela.

Kolejnymi przybliżeniami są te dokonane w wyrażeniach (2.10) i (4.15). Są to typowe przybliżenia występujące w teoretycznym opisie rozkładu natężenia w obrazie dyfrakcji światła na strukturze periodycznej. Są one tym lepiej spełnione, im więcej

okresów struktury oświetla uginana wiązka światła. Rozważania przedstawione w podrozdziale 3.2 pokazują, że struktura zaledwie czterookresowa (tutaj: zmodyfikowana czterostrefowa soczewka dyfrakcyjna Fresnela) generuje obraz dyfrakcyjny dobrze opisywany wyrażeniami przybliżonymi. Fakt ten należy wiązać z niemal doskonałym przestrzennym ograniczeniem funkcji sincus i funkcji $C - iS$ występujących odpowiednio w przybliżeniach (2.10) i (4.15). Dzięki tej własności funkcje te występują jako funkcje interpolujące w twierdzeniach o próbkowaniu [70], [90], [91].

Wykorzystanym w rozprawie modelem teoretycznym rzeczywistego układu optycznego jest oko schematyczne Gullstranda-Emsley'a, będące jednym z wielu modeli teoretycznych oka ludzkiego [1], [2]. Jest to model należący do klasy modeli przyosiowych (wszystkie powierzchnie są sferyczne, soczewka jest optycznie jednorodna) uproszczonych (rogówka jest pojedynczą powierzchnią łamiącą). Jest to zmodyfikowany przez Emsley'a w 1952 roku uproszczony model Gullstranda. Modyfikacja wprowadzona przez Emsley'a polegała na zastąpieniu współczynników załamania cieczy wodnistej i ciała szklстого oraz całkowitej długości gałki ocznej zaproponowanych przez Gullstranda, wartościami średnimi tych parametrów uzyskanymi na dużej próbie oczu rzeczywistych. Kolejne udokładnienie parametrów uproszczonego modelu Gullstranda wprowadzili w roku 1998 Bennett i Rabbetts [95].

Użycie w rozprawie przyosiowego modelu oka jest spójne z użyciem przyosiowego modelu propagacji światła (przybliżenie Fresnela) między soczewką i wybraną płaszczyzną w przestrzeni obrazowej. Model ten jest wystarczająco dokładny do obliczenia położenia płaszczyzn przedmiotowych sprzężonych z płaszczyzną obrazową (siatkówką) przez układ obrazujący złożony z rogówki i wieloogniskowej hybrydowej IOL. Jest on z sukcesem wykorzystywany również do:

- analizy gaussowskich parametrów układu optycznego oka (np. położenie punktów kardynalnych, moc całkowita),
- obliczania wielkości obrazu siatkówkowego,
- obliczania zbieżności wiązek promieni świetlnych,
- obliczania oświetlenia siatkówki,
- obliczania położenia i średnicy źrenicy wejściowej i wyjściowej oka,
- identyfikacji przyczyn powstawania błędu refrakcji,
- obliczania współczynników odbicia od powierzchni rozdzielających ośrodki optyczne,
- ustalania wpływu akomodacji na w/w wielkości,
- obliczania wielkości aberracji chromatycznej.

Model ten nie nadaje się do obliczania aberracji monochromatycznych, gdyż daje wartości aberracji znacznie przekraczające wartości rzeczywiste.

5.3 Dalsze zwiększanie liczby ognisk wieloogniskowej hybrydowej IOL

Dotychczas zaprezentowane wyniki skłaniają do postawienia pytań o to, czy jest możliwe dalsze zwiększanie liczby ognisk hybrydowych IOL i czy prowadziłyby to do podniesienia komfortu widzenia pacjenta. Odpowiedź na pierwsze pytanie jest w zasadzie twierdząca. Działająca od 1989 roku izraelska firma Holo/Or, zajmująca się projektowaniem i wytwarzaniem dyfrakcyjnych elementów optycznych, ma w swojej ofercie soczewki nawet jedenastoogniskowe, w tym hybrydowe. Jednak nie wydaje się by profile dyfrakcyjne stosowane przez Holo/Or można było wykorzystać w hybrydowych IOL. Ofertę Holo/Or w zakresie wieloogniskowych soczewek dyfrakcyjnych przedstawia Tabela 5.1 [96]. Z informacji dostępnych na stronie internetowej producenta wynika, że Holo/Or wykorzystuje zarówno dodatnie, jak i ujemne rzędy dyfrakcyjne. Wynika stąd, że Holo/Or używa symetrycznych profili dyfrakcyjnych. Z kolei zastosowanie technologii wielopoziomowych masek fazowych sugeruje, że profile te obliczane są z zastosowaniem procedur iteracyjnych.

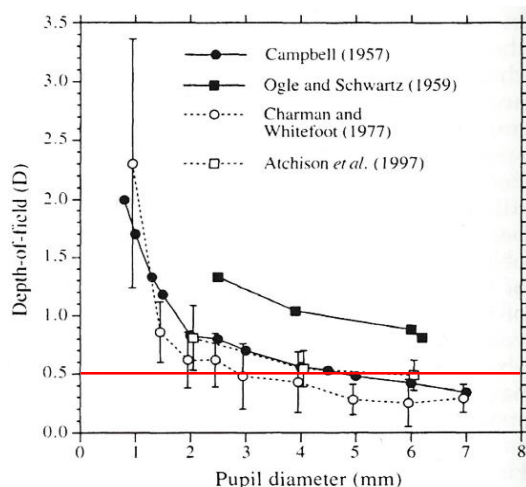
Tabela 5.1 Parametry wieloogniskowych soczewek dyfrakcyjnych oferowanych przez firmę Holo/Or [96].

Materials:	Fused Silica, ZnSe, Plastics
Wavelength range:	193nm to 10.6um
DOE design:	Binary, 8-level, 16-level
Element size:	5mm to 38.1mm
Diffraction efficiency:	75%-98%
Coating (optional):	AR/AR
Number of Foci:	Custom specific (2-11)
Custom Design:	Tailored power distribution, Foci spacing

Profile otrzymywane w procedurach iteracyjnych charakteryzują się zwykle skomplikowaną strukturą wykluczającą możliwość wykorzystania w IOL [97]. Już w roku 1992 zwrócono uwagę na negatywne konsekwencje nieciągłości pierwszej pochodnej profilu dyfrakcyjnego względem współrzędnej radialnej dla funkcjonowania IOL, w szczególności na odkładanie się osadów w zagłębieniach reliefu powierzchniowego [85].

Odpowiedź na drugie z pytań postawionych na początku tego podrozdziału jest przecząca. Zwiększenie liczby ognisk będzie nieuchronnie prowadzić do zmniejszenia stosunku sygnału do szumu, ponieważ każde ognisko otrzyma wówczas odpowiednio mniejszą część energii transmitowanej przez IOL i jednocześnie ten ubytek energii zbilansuje się we wzroście natężenia szumu, tj. natężenia pierścieni halo w odpowiedzi impulsowej. Z drugiej strony dalszy wzrost liczby ognisk nie wydaje się konieczny z punktu widzenia potrzeb wzrokowych pacjenta. Soczewka siedmioogniskowa, za-

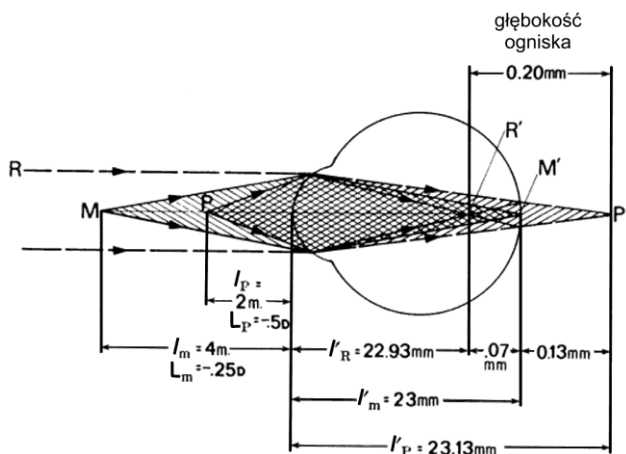
pewniając ostre widzenie w siedmiu typowych odległościach obserwacji, może zapewnić też ostre widzenie na wszystkie odległości większe od typowej odległości do pracy z bliska, jeżeli zostanie zaprojektowana z uwzględnieniem zjawiska głębi ostrości. Zależność głębi ostrości oka ludzkiego dla przestrzeni przedmiotowej, czyli głębokości pola, od średnicy źrenicy przedstawiona jest na wykresie na rysunku 5.3. Najnowsze dane uwidocznione na wykresie, będące wynikami badań Atchisona i in. z roku 1997, wskazują, że nawet przy dużych średnicach źrenicy (~ 6 mm) głębokość pola nie spada poniżej $\pm 0,25$ dioptrii (w konwencji przyjętej na rysunku 5.3 jest to 0,5 dioptrii) [98].



Rysunek 5.3 Głębokość pola oka ludzkiego jako funkcja średnicy źrenicy. Pokazane wyniki zostały otrzymane przez różnych autorów na przestrzeni lat 1957–1997 [98]. Wyniki Atchisona z 1997 roku wskazują, że za dolną granicę głębokości pola układu optycznego oka ludzkiego możemy przyjąć $\pm 0,25$ dioptrii (0,5 dioptrii według konwencji przyjętej przy sporządzaniu wykresu).

Zauważmy, że jeśli rogówka i najściślej skupiająca składowa wieloogniskowej IOL skupiają na siatkówce wiązkę promieni wyemitowanych z osiowego punktu leżącego 4 m przed okiem, a zatem mającą w płaszczyźnie głównej przedmiotowej oka zbieżność $L = -0,25$ dioptrii (przy odległościach rzędu kilku metrów półtoramilimetrowy dystans od wierzchołka rogówki do płaszczyzny głównej przedmiotowej oka można zaniedbać), to dzięki głębokości pola wynoszącej $\pm 0,25$ dioptrii, równie ostro (w sensie psychofizycznym) odwzorowywany jest punkt, z którego wyemitowana jest wiązka o zbieżności $L = 0,0$ dioptrii ($-0,25 + 0,25 = 0$) oraz punkt, z którego wyemitowana jest wiązka o zbieżności $L = -0,5$ dioptrii ($-0,25 - 0,25 = -0,5$). Widzimy więc, że dla oka o głębokości pola równej $\pm 0,25$ dioptrii, punkt dali wzrokowej znajduje się w minus nieskończoności, a odległość hiperfokalna jest równa -4 m. Zatem ognisko położone najdalej od IOL może wytwarzać obrazy, odbierane jako ostre, przedmiotów

położonych w odległościach od minus nieskończoności do -2 m. Opisana sytuacja zilustrowana jest na rysunku 5.4 na przykładzie krótkowzrocznego oka zredukowanego, którego punkt dali znajduje się przed okiem w odległości -4 m.



Rysunek 5.4 Krótkowzroczne oko zredukowane o wadze refrakcji $-0,25$ dioptrii. Jeśli głębokość pola oka jest równa $\pm 0,25$ dioptrii, punkt dali M pokrywa się z punktem hiperfokalnym. Na rysunku zaznaczono również liniowe wymiary głębokości ogniska. Gdy głębokość pola i głębokość ogniska wyrażone są w dioptriach ich wartości są równe.

Widzimy więc, że dzięki głębi ostrości równej $\pm 0,25$ dioptrii, pozostawienie pacjenta (zwłaszcza pacjenta z ustabilizowaną wadą refrakcji) z lekko niedokorygowaną krótkowzrocznością (błąd refrakcji równy $-0,25$ dioptrii) pozwala do kategorii przedmiotów odległych zaliczać wszystkie te znajdujące się w odległości większej niż 2 m od oka. W wypadku siedmioogniskowej hybrydowej IOL odpowiednio dobrany podstawowy przyrost mocy soczewki dyfrakcyjnej δ , zdefiniowany w podrozdziale 4.5, powinien zapewnić ostre widzenie w przedziale odległości $[-\infty; -(7 \times 0,5 \text{ dioptrii})^{-1}]$, czyli od minus nieskończoności do -29 cm.

W wyniku obliczeń przeprowadzonych dla oka Gullstranda-Emsley'a o założonej głębokości pola $\pm 0,25$ dioptrii i krótkowzroczności refrakcyjnej $-0,25$ dioptrii indukowanej siedmioogniskową IOL, której składowa dyfrakcyjna wprowadza modulacje fazową o głębokości $m/2 = 3,1128$ rad, otrzymujemy (po zaokrągleniu do pełnych ćwiartek dioptrii) względną moc składowej refrakcyjnej hybrydowej IOL równą $+23,75$ dioptrii i $\delta = +0,75$ dioptrii. Zatem promień pierwszej strefy dyfrakcyjnej powinien wynosić $1,1211$ mm, co oznacza, że w soczewce o promieniu 3 mm mieściłoby się 6 stref. Pokrycie przestrzeni przedmiotowej ostrym widzeniem przez poszczególne składowe dyfrakcyjne oka Gullstranda-Emsley'a z wszczepioną IOL o powyższych parametrach ukazuje Tabela 5.2.

Tabela 5.2 Przedziały ostrego widzenia związane z ogniskami cienkiej siedmioogniskowej hybrydowej IOL wszczepionej w miejsce soczewki oka schematycznego Gullstranda-Emsley’a. Względna moc składowej refrakcyjnej jest równa +23,75 dioptrii, $\delta = +0,75$ dioptrii, EAA = 3 dioptrie. Przyjęto $m/2 = 3,1128$ rad i głębokość pola równą $\pm 0,25$ dioptrii.

rzęd dyfrakcyjny s	moc soczewki dyfrakcyjnej w s - tym rzędzie dyfrak- cyjnym [dioptria]	względna moc soczewki hybrydowej [dioptria]	położenie płaszczyzny przedmioto- wej [cm]	zakres ostrego widzenia [cm]
-3	-2,25	+21,50	-500	$[-\infty; -221]$
-2	-1,50	+22,25	-140	$[-215; -104]$
-1	-0,75	+23,00	-81	$[-104; -69]$
0	0,00	+23,75	-58	$[-66; -51]$
+1	+0,75	+24,50	-45	$[-51; -40]$
+2	+1,50	+25,25	-36	$[-39; -33,]$
+3	+2,25	+26,00	-31	$[-33; -29]$

Trzy kilkucentymetrowe ubytki w pokryciu subiektywnie ostrym widzeniem przestrzeni przedmiotowej w przedziale $[-\infty; -29$ cm] wynikają z zaokrąglenia dokładnych wartości otrzymanych z obliczeń do pełnych ćwiartek dioptrii, co jest standardem przy produkcji korekcyjnych soczewek okularowych i kontaktowych, a także IOL.

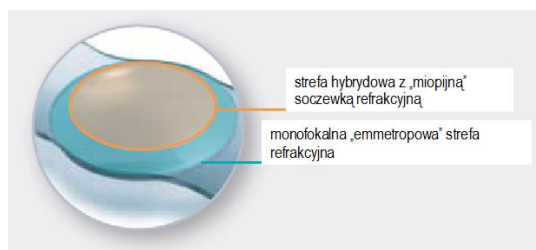
5.4 Przystosowanie siedmioogniskowej hybrydowej IOL do warunków mezopowych i skotopowych

Dyskusja i wnioski dotyczące kompensacji aberracji chromatycznej właściwej dyfrakcyjnym elementom optycznym oraz kompensacji monochromatycznych aberracji rogówkowych, przedstawione w obszernej literaturze dotyczącej dwu- i trójogniskowych hybrydowych IOL, zachowują swoją ważność także w przypadku siedmioogniskowych IOL. Odmienność zachowania się siedmioogniskowych IOL ujawnia się, gdy poddamy analizie możliwość poprawy ich funkcjonowania w warunkach mezopowych i skotopowych. W dwuogniskowych dyfrakcyjnych soczewkach Fresnela stosowna jest w tym celu apodyzacja fazowa polegająca na stopniowym zmniejszaniu głębokości reliefu fazowego od $m = \pi$ rad w centrum do zera na brzegu soczewki. Skutkiem tego, gdy posuwamy się od centrum ku brzegowi rośnie wydajność dyfrakcyjna w rzędzie zerowym i maleje w pierwszym rzędzie dyfrakcyjnym odpowiadającym w tych soczewkach za realizację dodatku do blizy. Jest tak, gdyż zgodnie z wykresami na rysunku 2.6, dla m malejącego $|c_0(m)|^2$ monotonicznie rośnie do jedności, a $|c_1(m)|^2$ monotonicznie maleje do zera. Zatem gdy czytamy w warunkach dobrego oświetlenia

i średnica źrenicy jest mała, podział energii świetlnej pomiędzy ognisko do blizy i ognisko do dali jest w przybliżeniu równomierny (krzywe wydajności dyfrakcyjnej $|c_0(m)|^2$ i $|c_1(m)|^2$ na rysunku 2.6a przecinają się dla $m = \pi$). Natomiast warunkach mezopowych i skotopowych, tj. gdy średnica źrenicy jest duża i światło przechodzi również przez peryferyjny obszar soczewki dyfrakcyjnej, znacznie większa część światła wpadającego do oka kierowana jest w ognisko do dali i odpowiednio mniejsza część kierowana jest w ognisko do blizy. Jest to korzystne np. przy prowadzeniu samochodu nocą, gdyż „wzmocnione” jest dobre widzenie do dali kosztem widzenia do blizy.

Rysunki 3.4 i 4.4 pokazują, że również w wypadku soczewek wieloogniskowych o symetrycznym profilu dyfrakcyjnym, stopniowy spadek głębokości modulacji do zera na krawędzi soczewki dyfrakcyjnej spowodowałby skierowanie dużej części ugiętego światła w ognisko zerowego rzędu. Jednak taki zabieg apodyktyczny nie przyniósłby poprawy widzenia słabo oświetlonych odległych przedmiotów, gdyż w tych soczewkach ognisko najniższego (najbardziej ujemnego), a nie zerowego rzędu, odpowiada za ostre widzenie dali.

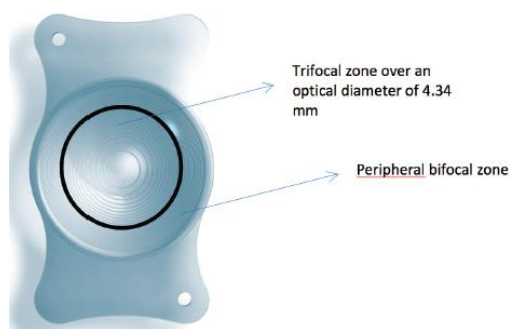
W wypadku siedmioogniskowych IOL efekt, podobny do tego uzyskiwanego w IOL dwuogniskowych przez apodyktyzację fazową, można uzyskać dzieląc soczewkę na jej część centralną hybrydową i zewnętrzny pierścień czysto refrakcyjny, którego moc skupiająca powinna zapewniać miarowość oka (rys. 5.5) lub niewielkie niedokorygowanie wynikające z głębokości pola. W tym ostatnim wypadku powinna to być moc soczewki hybrydowej w najniższym rzędzie dyfrakcyjnym. W przyjętym modelu jest to +21,50 dioptrii. Gdyby moc części refrakcyjnej była równa mocy refrakcyjnej części hybrydowej (tutaj +23,75 dioptrii), to mielibyśmy do czynienia z nieskorygowaną miopią równą ok. -1,75 dioptrii (odległość punktu dali -58 cm).



Rysunek 5.5 Wieloogniskowa hybrydowa IOL z wyodrębnioną centralną częścią hybrydową i z refrakcyjną częścią peryferyjną.

Taka konstrukcja soczewki sprawi, że w słabym oświetleniu, gdy źrenica oka jest rozszerzona, stosunkowo duża część światła, które pochodzi z odległych obiektów, będzie skupiana w ognisku do dali. Widzimy, że jedna z zasad towarzyszących rozwojowi wieloogniskowych soczewek wewnątrzgałkowych, mówiąca o tym, że w warunkach ograniczonej ilości światła widzenie w dalekich odległościach jest ważniejsze od

widzenia bliskiego [47], może być zastosowana również w przypadku siedmioogniskowych soczewek hybrydowych. Podobną ideę podziału IOL na część centralną i część zewnętrzną poprawiającą widzenie odległych przedmiotów w warunkach niedoboru światła wykorzystali projektanci trójogniskowej IOL, którzy część zewnętrzną wykonali jako klasycznie apodyzowaną, dwuogniskową dyfrakcyjną soczewkę Fresnela (rys. 5.6) [99].



Rysunek 5.6 Wieloogniskowa IOL z trójogniskową częścią centralną i dwuogniskową apodyzowaną częścią zewnętrzną [99].

Podsumowanie

Rozprawa stanowi przyczynek do poznania własności dyfrakcyjnych i obrazujących wieloogniskowych soczewek dyfrakcyjnych i hybrydowych refrakcyjno-dyfrakcyjnych. W rozprawie dowiodłem, że profile dyfrakcyjne dotychczas wykorzystywane w wieloogniskowych soczewkach wewnątrzgałkowych pozwalają na uzyskanie wieloogniskowości co najwyżej trzeciego rzędu oraz wykazałem, że wykorzystanie symetrycznych profili o dużej głębokości modulacji fazowej pozwala na usunięcie tego ograniczenia.

Skoncentrowanie się na soczewkach siedmioogniskowych nie było z góry zaplanowane, lecz jest konsekwencją wyników jakie otrzymałem wykonując kolejne obliczenia. W szczególności z wykresów na rysunku 4.4 wynika, że soczewka pięcioogniskowa o profilu sinusoidalnym byłaby gorsza od siedmioogniskowej pod względem równomierności podziału energii między użyteczne rzędy dyfrakcyjne, co jest dość istotną przesłanką z punktu widzenia wykorzystania w IOL.

Pokazałem również, że siedmioogniskowość w połączeniu z typową dla oka ludzkiego głębokością pola czyni soczewki siedmioogniskowe idealnymi kandydatami na IOL zapewniające ostre widzenie przedmiotów znajdujących się w odległościach z przedziału $[-\infty; -29 \text{ cm}]$. Rozprawa dostarcza nowych narzędzi teoretycznych pozwalających projektować i optymalizować wieloogniskowe IOL. Optymalizacji może w szczególności podlegać szerokość strefy hybrydowej (rysunek 5.5) oraz równomierność rozdziału energii między użyteczne rzędy dyfrakcyjne.

Warto podkreślić, że siedmioogniskowe struktury dyfrakcyjne zaproponowane w rozprawie, mogą być również zastosowane w soczewkach kontaktowych dla pacjentów dotkniętych prezbiopią i, być może, w wieloogniskowych keratoprotezach [100].

Bibliografia

- [1] H. L. Liou i N. A. Brennan, „Anatomically accurate, finite model eye for optical modeling,” *J. Opt. Soc. Am. A: Opt. Image Sci. Vis.*, tom 14, nr 8, pp. 1684-1695, 1997.
- [2] R. Navarro, „The Optical Design of the Human Eye: a Critical Review,” *J. Optom.*, tom 2, nr 1, pp. 3-18, 2009.
- [3] C. Sheil, M. Bahrami i A. V. Goncharov, „An analytical method for predicting the geometrical and optical properties of the human lens under accommodation,” *Biomed. Opt. Express*, tom 5, nr 5, pp. 1649-1663, 2014.
- [4] A. Keirl i C. Christie, *Clinical Optics and Refraction*, Elsevier Ltd, 2007, p. 25.
- [5] L. F. Garner i M. H. Yap, „Changes in ocular dimensions and refraction with accommodation,” *Ophthalmic Physiol. Opt.*, tom 17, nr 1, pp. 12-17, 1997.
- [6] L. F. Garner i G. Smith, „Changes in equivalent and gradient refractive index of the crystalline lens with accommodation,” *Optom. Vis. Sci.*, tom 74, nr 2, pp. 114-119, 1997.
- [7] P. Rosales, M. Dubbelman, S. Marcos i R. van der Heijde, „Crystalline lens radii of curvature from Purkinje and Scheimpflug imaging,” *J. Vision.*, tom 6, nr 10, pp. 1057-1067, 2006.
- [8] Z. Zagórski, „Dostęp do nowoczesnych procedur okulistycznych w Polsce,” w *Prezentacja przedstawiona w dniu 16 IX 2011 na seminarium pt. „Innowacje w okuliście - ocena dostępności do świadczeń”*, 2011.
- [9] P. Ciecieląg, B. Lednicki, J. Moskaiewicz, M. Piekarzewska, J. Sierosławski, M. Waligórska i A. Zajenkowska-Kozłowska, *Stan zdrowia ludności Polski w 2004 r.*, Główny Urząd Statystyczny, Warszawa, 2006.
- [10] A. Lichtinger i D. S. Rootman, „Intraocular lenses for presbyopia correction: past, present, and future,” *Curr. Opin. Ophthalmol.*, tom 23, nr 1, pp. 40-46, 2012.
- [11] J. Ojeda-Castaneda i L. Berriel-Valdos, „Spatial filter for increasing the depth of focus,” *Opt. Lett.*, tom 10, nr 11, pp. 520-522, 1985.
- [12] <http://texarkanalasik.com/restor/>.
- [13] <http://www.youreyecenter.com/premium-iols/restor/>.
- [14] W. Melanowski, *Optyka okulistyczna*, Warszawa: Państwowy Zakład Wydawnictw Lekarskich, 1950.

- [15] G. Majno, *The Healing Hand. Man and Wound in the Ancient World.*, Harvard University Press, 1975, p. 43.
- [16] J. Małłek i L. Bieganowski, „Przyczynek do historii chirurgii okulistycznej w Polsce w XVI w. (Toruńska operacja zaćmy Bartłomieja Płuczki w r. 1589),” *Kwartalnik Historii Nauki i Techniki*, nr 25/2, pp. 367-377, 1980.
- [17] L. Bieganowski i J. Małłek, „Nowe przyczynki do historii okularów w Polsce w XVI w.: gdańskie okulary księcia pruskiego Albrechta,” *Kwartalnik Historii Nauki i Techniki*, nr 19/2, pp. 291-303, 1974.
- [18] M. A. Galin, K. R. Barasch i L. S. Harris, „Enzymatic zonulolysis and intra-ocular pressure,” *Am. J. Ophthalmol.*, tom 61, nr 4, pp. 690-696, 1966.
- [19] C. D. Kelman, „Phaco-emulsification and aspiration. A new technique of cataract removal. A preliminary report,” *Am. J. Ophthalmol.*, tom 64, nr 1, pp. 23-35, 1967.
- [20] T. Kohnen i D. D. Koch, *Cataract and Refractive Surgery*, Springer, 2005, pp. 19-34.
- [21] G. Tabin, M. Chen i L. Espandar, „Cataract surgery for the developing world,” *Curr. Opin. Ophthalmol.*, tom 19, nr 1, pp. 55-59, 2008.
- [22] P. Gogate, S. Kulkarni i S. Krishnaiah, „Safety and efficacy of phaco-emulsification compared with manual small-incision cataract surgery by a randomized controlled clinical trial:six-week results,” *Ophthalmology*, tom 112, nr 5, pp. 869-874, 2005.
- [23] L. He, K. Sheehy i W. Culbertson, „Femtosecond laser-assisted cataract surgery,” *Curr. Opin. Ophthalmol.*, tom 22, nr 1, pp. 43-52, 2011.
- [24] Z. Nagy i J. Szaflik, „Laser femtosekundowy w chirurgii zaćmy,” *Klinika Oczna*, nr 4, p. 324, 2012.
- [25] D. J. Apple i J. Sims, „Harold Ridley and the invention of the intraocular lens,” *Surv. Ophthalmol.*, tom 40, nr 4, pp. 279-292, 1996.
- [26] D. M. Colvard, *Achieving Excellence in Cataract Surgery: A Step-by-Step Approach.*, Self Published, 2009, pp. 95-108.
- [27] L. Xi, Y. Liu, F. Zhao, C. Chen i B. Cheng, „Analysis of glistenings in hydrophobic acrylic intraocular lenses on visual performance,” *Int. J. Ophthalmol.*, tom 7, nr 3, pp. 446-451, 2014.
- [28] L. Werner, „Glistenings and surface light scattering in intraocular lenses,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 36, nr 8, pp. 1398-1420, 2010.

- [29] O. Findl i C. Leydolt, „Meta-analysis of accommodating intraocular lenses,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 33, nr 3, pp. 522-527, 2007.
- [30] M. A. Nanavaty, D. J. Spalton, J. Boyce, A. Brain i J. Marshall, „Edge profile of commercially available square-edged intraocular lenses,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 34, nr 4, pp. 677-686, 2008.
- [31] O. Nishi, „Posterior capsule opacification. Part 1: experimental investigations,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 25, nr 1, pp. 106-117, 1999.
- [32] O. Nishi, K. Nishi i K. Sakanishi, „Inhibition of migrating lens epithelial cells at the capsular bend created by the rectangular optic edge of a posterior chamber intraocular lens,” *Ophthalmic Surg. Lasers.*, tom 29, nr 7, pp. 587-594, 1998.
- [33] M. A. Farbowitz, N. A. Zabriskie, A. S. Crandall, R. J. Olson i K. M. Miller, „Visual complaints associated with the AcrySof acrylic intraocular lens,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 26, nr 9, pp. 1339-1345, 2000.
- [34] L. Sabbagh, „IOL Design Closes Off PCO,” *Review of Ophthalmology*, tom 10, nr 1, pp. 40-43, January 2003.
- [35] I. M. Neuhann, L. Werner, A. M. Izak, S. K. Pandey, G. Kleinmann, N. Mamalis, T. F. Neuhann i D. J. Apple, „Late postoperative opacification of a hydrophilic acrylic (hydrogel) intraocular lens : A clinicopathological analysis of 106 explants,” *Ophthalmology*, tom 111, nr 11, pp. 2094-2101, 2004.
- [36] D. M. Schwartz, „Light-adjustable lens,” *Trans. Am. Ophthalmol. Soc.*, tom 101, pp. 417-436, 2003.
- [37] I. Conrad-Hengerer, H. B. Dick, W. W. Hutz, W. Haigis i F. H. Hengerer, „Optimized constants for an ultraviolet light-adjustable intraocular lens,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 37, nr 12, pp. 2101-2104, 2011.
- [38] K. Hayashi i H. Hayashi, „Visual function in patients with yellow tinted intraocular lenses compared with vision in patients with non-tinted intraocular lenses,” *Br. J. Ophthalmol.*, tom 90, nr 8, pp. 1019-23, 2006.
- [39] M. A. Mainster, „Violet and blue light blocking intraocular lenses: photo-protection versus photoreception,” *Br. J. Ophthalmol.*, tom 90, nr 6, pp. 784-792, 2006.
- [40] R. Bellucci, „An Introduction to Intraocular Lenses: Material, Optics, Haptics, Design and Aberration,” w *Cataract*, tom 3, J. Guell, Red., Karger, 2013, pp. 38-55.

- [41] A. M. Izak, L. Werner, D. J. Apple, T. A. Macky, R. H. Trivedi i S. K. Pandey, „Loop memory of haptic materials in posterior chamber intraocular lenses,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 28, nr 7, pp. 1229-1235, 2002.
- [42] <http://polymed.com.pl/index.php/strona-glowna/chirurgia/zacma/soczewki>.
- [43] C. Vass, R. Menapace, K. Schmetterer, O. Findl, G. Rainer i I. Steineck, „Prediction of pseudophakic capsular bag diameter based on biometric variables,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 25, nr 10, pp. 1376-1381, 1999.
- [44] M. E. Snyder i M. A. Perez, „Titless and centration adjustable scleral-sutured posterior chamber intraocular lens,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 40, nr 10, pp. 1579-1583, 2014.
- [45] G. U. Auffarth i H. B. Dick, „Multifokale intraokularlinsen: Eine Übersicht,” *Der Ophthalmologe*, tom 98, nr 2, pp. 127-137, 2001.
- [46] N. E. de Vries i R. M. Nuijts, „Multifocal intraocular lenses in cataract surgery: Literature review of benefits and side effects,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 39, nr 2, pp. 268-278, 2013.
- [47] J. A. Davison i M. J. Simpson, „History and development of the apodized diffractive intraocular lens,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 32, nr 5, pp. 849-858, 2006.
- [48] T. Kohnen, D. Allen, C. Boureau, P. Dublineau, C. Hartmann, E. Medhorn, P. Rozot i G. Tassinari, „European multicenter study of the AcrySof ReSTOR apodized diffractive intraocular lens,” *Ophthalmology*, tom 113, nr 4, pp. 578-584, 2006.
- [49] A. L. Sheppard, S. Shah, U. Bhatt, G. Bhogal i J. S. Wolffsohn, „Visual outcomes and subjective experience after bilateral implantation of a new diffractive intraocular lens,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 39, nr 3, pp. 343-349, 2013.
- [50] R. Belucci, „Multifocal and Accommodative Intraocular Lenses,” w *Cataract*, tom 3, J. Guell, Red., Basel, Karger, 2013, pp. 26-37.
- [51] <http://www.oculentis.com/Downloads/LENTIS-Mplus-LS-313-MF30-EN.PDF>.
- [52] J. S. Pepose, „Crystalens AO, Outstanding refractive outcomes with high quality vision,” *Ophthalmology Management*, nr August 2010.
- [53] D. Gatinel, C. Pagnoulle, Y. Houbrechts i L. Gobin, „Design and qualification of a diffractive trifocal optical profile for intraocular lenses,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 37, nr 11, pp. 2060-2067, 2011.

- [54] D. Gatinel, C. Pagnoulle i Y. Houbrechts, „Principles and Evaluation of Image Quality of Diffractive Trifocal IOL model,” w *ASCRS*, Paris, France, 2012.
- [55] G. M. Morris i L. T. Nordan, „Phakic Intraocular Lenses: The New Focus in Refractive Surgery,” *Optics and Photonics News*, tom 15, nr 9, pp. 26-31, 2004.
- [56] J. Schrecker, S. Kroeber, T. Eppig i A. Langenbucher, „Additional multifocal sulcus-based intraocular lens: alternative to multifocal intraocular lens in the capsular bag,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 39, nr 4, pp. 548-555, 2013.
- [57] G. Gerten, O. Kermani, K. Schmiedt, E. Farvili, A. Foerster i U. Oberheide, „Dual intraocular lens implantation: Monofocal lens in the bag and additional diffractive multifocal lens in the sulcus,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 35, nr 12, pp. 2136-2143, 2009.
- [58] P. Tankam, T. Lepine, F. Castignoles i P. Chavel, „Optical metrology for immersed diffractive multifocal ophthalmic intracorneal lenses,” *J. Eur. Opt. Soc-Rapid.*, tom 7, pp. 12037-1 - 12037-4, 2012.
- [59] R. Menapace, O. Findl, K. Kriechbaum i C. Leydolt-Koepl, „Accommodating intraocular lenses: a critical review of present and future concepts,” *Graefe's Arch. Clin. Exp. Ophthalmol.*, tom 245, nr 4, pp. 473-489, 2007.
- [60] G. Sauder, R. F. Degenring, B. Kampeter i P. Hugger, „Potential of the 1 CU accommodative intraocular lens,” *Br. J. Ophthalmol.*, tom 89, nr 10, pp. 1289-1292, 2005.
- [61] A. Flores, M. R. Wang i J. J. Yang, „Achromatic hybrid refractive-diffractive lens with extended depth of focus,” *Appl. Opt.*, tom 43, nr 30, pp. 5618-5630, 2004.
- [62] J. Garcia, S. Bara, M. Garcia, Z. Jaroszewicz, A. Kołodziejczyk i K. Petelczyc, „Imaging with extended focal depth by means of the refractive light sword optical element,” *Opt. Expr.*, tom 16, nr 22, pp. 18371-18378, 2008.
- [63] P. de Gracia, C. Dorronsoro i S. Marcos, „Multiple zone multifocal phase designs,” *Opt. Lett.*, tom 38, nr 18, pp. 3526-3529, 2013.
- [64] M. Lundström, P. Barry, Y. Henry, P. Rosen i U. Stenevi, „Evidence-based guidelines for cataract surgery: guidelines based on data in the European Registry of Quality Outcomes for Cataract and Refractive Surgery database,” *J. Cataract Refract. Surg.*, tom 38, nr 6, pp. 1086-1093, 2012.
- [65] D. A. Buralli i G. M. Morris, „Effects of diffraction efficiency on the modulation transfer function of diffractive lenses,” *Appl. Opt.*, tom 31, nr 22, pp. 4389-4396, 1992.

- [66] R. R. Syms i L. Solymar, „Higher diffraction orders in on-axis holographic lenses,” *Appl. Opt.*, tom 21, nr 18, pp. 3263-3268, 1982.
- [67] M. Wilson, „Diffraction grating: a sign convention on order numbers for use in a computer program,” *Appl. Opt.*, tom 21, nr 3, pp. 537-541, 1982.
- [68] G. Li, D. L. Mathine, P. Valley, P. Ayras, J. N. Haddock, M. S. Giridhar, G. Williby, J. Schwiegerling, G. R. Meredith, B. Kippelen, S. Honkanen i N. Peyghambarian, „Switchable electro-optic diffractive lens with high efficiency for ophthalmic applications,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, tom 103, nr 16, pp. 6100-6104, 2006.
- [69] G. Skinner i P. Gorenstein, „Astronomy (communication Arising): Black holes, fleas and microlithography,” *Nature*, nr 426, pp. 245-246, 2003.
- [70] M. Martinez-Corral, P. Andres i J. Ojeda-Castaneda, „On-axis diffractive behavior of two-dimensional pupils,” *Appl. Opt.*, tom 33, nr 11, pp. 2223-2229, 1994.
- [71] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, New York: McGraw-Hill, 1996.
- [72] J. Alda, „Paraxial Optics,” w *Encyclopedia of Optical Engineering*, R. G. Driggers, Red., New York, CRC Press, 2003, pp. 1920-1931.
- [73] J. B. Ale, F. Manns i A. Ho, „Paraxial Analysis of the Depth of Field of a Pseudophakic Eye with Accommodating Intraocular Lens,” *Optom. Vis. Sci.*, tom 88, nr 7, pp. 789-794, 2011.
- [74] D. Atchison, D. Scott i M. Cox, „Mathematical Treatment of Ocular Aberrations: a User's Guide,” *OSA TOPS*, tom 35 Vision Science and Its Applications, pp. 110-130, 2000.
- [75] C. Baranec, „Design considerations for low-light level low-Fresnel number optical systems,” *Appl. Opt.*, tom 48, nr 32, pp. 6259-6263, 2009.
- [76] M. Born i E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge UK: University Press, 1999, Chap. 8.8.
- [77] R. Baillie, D. Borwein i J. Borwein, „Surprising Sinc Sums and Integrals,” *Amer. Math. Monthly*, tom 115, nr 10, pp. 888-901, 2008.
- [78] J. T. Schwiegerling, „Diffractive trifocal lens”. Patent US 2011/0292335 A1, 1 Dec. 2011.
- [79] A. L. Cohen, „Trifocal IOL using diffraction”. Patent US8678583 B2, 25 Mar 2014.

- [80] B. Cochener, J. Vryghem, P. Rozot, G. Lesieur, S. Heireman, J. A. Blanckaert, E. Van Acker i S. Ghekiere, „Visual and refractive outcomes after implantation of fully diffractive trifocal lens,” *Clin. Ophthalmol.*, tom 6, pp. 1421-27, 2012.
- [81] J. C. Vryghem i S. Heireman, „Visual performance after the implantation of a new trifocal intraocular lens,” *Clin. Ophthalmol.*, tom 7, pp. 1957-65, 2013.
- [82] J. L. Alio, R. Montalban, P. Pena-Garcia, F. A. Soria i A. Vega-Estrada, „Visual outcomes of a trifocal aspheric diffractive intraocular lens with microincision cataract surgery,” *J. Refract. Surg.*, tom 29, nr 11, pp. 756-761, 2013.
- [83] P. Mojzis, L. Kukuckova, K. Majerova, K. Liehneova i D. P. Piñero, „Comparative Analysis of the Visual Performance After Cataract Surgery With Implantation of a Bifocal or Trifocal Diffractive IOL,” *J. Refract. Surg.*, tom 30, nr 10, pp. 666-72, 2014.
- [84] P. Valle, J. Oti, V. Canales i M. Cagigal, „Visual axial PSF of diffractive trifocal lenses,” *Opt. Expr.*, tom 13, nr 7, pp. 2782-2792, 2005.
- [85] A. L. Cohen, „Practical design of a bifocal hologram contact lens or intraocular lens,” *Appl. Opt.*, tom 31, nr 19, pp. 3750-3754, 1992.
- [86] E. W. Weisstein, „Jacobi-Anger Expansion,” Math World-Wolfram Web Resource, <http://mathworld.wolfram.com/Jacobi-AngerExpansion.html>.
- [87] http://people.math.sfu.ca/~cbm/aands/page_363.htm.
- [88] <http://mathworld.wolfram.com/BesselFunctionoftheFirstKind.html>.
- [89] S. S. Stevens, „On the psychophysical law,” *Psychol. Rev.*, tom 64, pp. 153-181, 1957.
- [90] J. E. A. Landgrave i L. R. Berriel-Valdos, „Sampling expansions for three-dimensional light amplitude distribution in the vicinity of an axial image point,” *J. Opt. Soc. Am. A.*, tom 14, nr 11, pp. 2962-2976, 1997.
- [91] M. Kowalczyk, T. Cichocki, M. Martinez-Corral i L. Munoz-Escriba, „Sampling expansions for three-dimensional light amplitude distribution in the vicinity of an axial image point: comment,” *J. Opt. Soc. Am. A.*, tom 20, nr 12, pp. 2390-2392, 2003.
- [92] Q. Gao, X. Chen, J. Ge, Y. Liu, Z. Jiang, Z. Lin i Y. Liu, „Refractive shifts in four selected artificial vitreous substitutes based on Gullstrand-Emsley and Liou-Brennan schematic eyes,” *Invest. Ophthalmol. Vis. Sci.*, tom 50, nr 7, pp. 3529-3534, 2009.

- [93] M. Kaschke, K.-H. Donnerhacke i M. Rill, *Optical Devices in Ophthalmology and Optometry: Technology, Design Principles and Clinical Applications*, Wiley, 2014.
- [94] <http://www.videoquality.pl/celowosc-wprowadzania-rozdzielczosci-ultra-hd/>.
- [95] R. Rabbetts, *Bennett and Rabbett's Clinical Visual Optics*, Butterworth-Heinemann, 2007.
- [96] http://holoor.com/Diffractive_Optics_Publications/brochures/Multi%20focal-brochure.pdf.
- [97] R. Liu, B.-Y. Gu, B.-Z. Dong i G.-Z. Yang, „Design of diffractive elements that realize axial-intensity modulation based on the conjugate-gradient method,” *J. Opt. Soc. Am. A*, tom 15, nr 3, pp. 689-694, 1998.
- [98] D. Atchison i G. Smith, *Optics of the human eye*, Butterworth-Heinemann, 2000.
- [99] P. Rozot, „A Preference for the Mix-and-Match Technique,” *Supplement to Cataract & Refractive Surgery Today Europe*, pp. 13-14, March 2012.
- [100] B. Kopania, M. Sokołowski, J. Pniewski, A. Ambroziak, J. Izdebska i M. Kowalczyk-Hernandez, „Sztuczne implanty rogówkowe w praktyce klinicznej,” *Kontaktologia i Optyka Okulistyczna*, nr 4, pp. 15-22, 2013.